2

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
LABORATORIO DE FÍSICA MODERNA

SERIE DE BALMER DEL HIDRÓGENO

REFERENCIAS

1.- R.B. Leighton, "Principles of Modern Physics", Mc. Graw-Hill Book Co., N.Y. (1959)
2.- H.E. White; "An Introduction to Atomic Spectra", Mc. Graw-Hill Book Co., N.Y. (1934)
3.- G. Herzberg, "Atomic Spectra and Atomic Structure", Dover Publications, N.Y. (1934).
4.- I.I. Sobel´man; "Introduction to the theory of Atomic Spectre", Pergamon Press, Oxford (1972).
5.- T.W. Hänsch, A.L. Schawlow y G.W. Series; "The Spectrum of Atomic Hydrogen", Sci. Ami. Vol. 240, No. 3, pp. 94-110 (1979).

PROPÓSITO

Determinar la longitud de onda de las líneas principales de la Serie de Balmer que se encuentran en la región visible del espectro de emisión del hidrógeno.

INTRODUCCIÓN TEÓRICA

En 1666 Newton estableció que los colores (i. e. el espectro) observados al hacer pasar luz solar a través de un prisma, en realidad, son los constituyentes de lo que concemos como luz blanca.

Más de un siglo después Fraunhofer estableció que el espectro solar consta de un gran número de líneas espectrales de emisión, observando también líneas obscuras que no pudo comprender.

Años después, Foucalt demostró el fenómeno de los espectros de absorción y poco después, Kirchoff presentó su teoría que explicaba las observaciones de Fraunhofer. En esencia, Kirchoff postuló que el sol estaba rodeado por una nube de vapor, que actúa como una pantalla absorbente para muchas de las líneas de emisión propagadas desde la superficie caliente.

Años más tarde, A.J. Angstrom, preparó un diseño elaborado de el espectro solar, el cual servía como una fuente normal de longitudes de onda por muchos años, ésta compilación de líneas espectrales cubriendo la región visible del espectro solar se elaboró con una presición de un diezmillonésimo de milímetro.

Dada la disponibilidad de un gran monto de datos espectográficos, cierto número de experimentos se llevaron a cabo con el fin de obtener las relaciones que gobiernan la distribución de longitudes de onda de líneas espectrales para cada elemento particular.

Ya que era aparente que el espectro asociado con algún elemento, en particular el fierro, consistía de cientos de líneas en tanto que el espectro del hidrógeno contiene relativamente pocas.

En 1885, las observaciones del espectro estelar confirmaron la identidad de catorce líneas en el espectro del Hidrógeno, cuatro de las cuales se localizan en la región visible.

En el mismo año, Johan Balmer publicó un artículo, que mostraba la relación que describía las longitudes de onda (l) de las hasta entonces conocidas líneas de Hidrógeno, dicha relación de Balmer se puede expresar como:

$$1 / l = R\,(1/2^2 - 1/n^2)\quad n = 3, 4, 5, \ldots \qquad (1)$$

Pero Balmer no solo predijo correctamente la secuencia de las líneas que llevan su nombre, sino también, sugirió otras secuencias de líneas espectrales que pueden corresponder a longitudes de onda predichas por su ecuación si reemplaza el 2^2, por 1^2, 3^2, 4^2, etc.

La constante R es la constante de Rydberg cuyo valor es $R = 1097^{o}\,73 \times 10^{4}\ m^{-1}$.

Un punto importante que Balmer estableció empíricamente fue que la frecuencia de una línea espectral perteneciendo a una serie dada se puede expresar como la diferencia entre dos términos valuados con alguna ecuación espectroscópica.

En 1900 Max Planck introdujo la hipótesis cuántica, que se basó en la suposición de que la energía es radiada y absorbida en cuantos discretos que son múltiplos de un cuanto elemental de energía $E = h\,v$ siendo la frecuencia de la radiación absorbida o emitida y h es la constante de Planck.

El año de 1913 marcó el comienzo de una nueva era en la física atómica, ya que Bohr publicó sus trabajos en los que desarrolló un modelo analítico detallado del átomo de hidrógeno, combinando la hipótesis cuántica de Planck y el modelo generalizado del átomo de Rutheford; Bohr: a) derivó matematicamente la ecuación de Balmer b) dió una explicación satisfactoria del espectro del hidrógeno y c) calculó la constante de Rydberg a partir de consideraciones teóricas.

Bohr pensó que el átomo debia poseer niveles discretos de energía que debian corresponder en forma directa a las líneas espectrales discretas. Y finalmente fue evidente que el cuanto de energía emitido o absorbido por un átomo corresponde identicamente a la diferencia en energia entre dos niveles discretos E_1 y E_2:

$$h\nu = E_2 - E_1 \ldots \quad (2)$$

Los cálculos de Bohr de la energía asociada con un estado "estacionario" dado, se basaron en una mezcla de conceptos mecánicos clásicos y cuánticos. Acoplando estos conceptos con el modelo de Rutherford de un átomo, le permitieron computar la energía total de un estado, como:

$$E = -2\pi^2 me^4 z^2 / n^2 h^2$$

n = entero
z = número atómico (3)

tal expresión se puede simplificar si la constante de Rydberg la expresamos como:

$$R = 2\pi^2 me^4 / ch^3$$

y entonces

$$E = -chR (z^2 / n^2) \quad (4)$$

Ya que la suposición radical fue que la frecuencia de una línea espectral es proporcional a la diferencia en energia entre dos estados se obtiene:

$$h\nu = chR^2 (1 / n_1^2 - 1 / n_2^2) \quad (5)$$

La cual, para el hidrógeno (z = 1) se reduce a la expresión de Balmer, dado que $n_1 = 2$ y $n_2 = 3, 4, \ldots$

Dada la geometría del arreglo combinado óptico y mecánico (a usarse en esta práctica), una relación casi lineal se establece, entre la lectura del micrómetro en el monocromador y la longitud de onda transmitida por el instrumento. Entonces si experimentalmente establecemos esta relación usando longitudes de onda conocidas, es posible determinar longitudes de onda desconocidas con bastante presisión. La gráfica que muestra esta relación es conocida como curva de dispersión.

Dicha curva de dispersión se obtendrá con el espectro del mercurio.

Las líneas prominentes del mercurio se tabulan a continuación.

Amarillo	5791×10^{-10} m
Amarillo	5770×10^{-10}
Verde	5461×10^{-10}
Azul-Verde	4916×10^{-10}
Azul	4358×10^{-10}
Violeta	4078×10^{-10}
Violeta	4047×10^{-10}
Ultravioleta	3663×10^{-10}

Experiment 83: The Balmer Series of Hydrogen

Apparatus:

Czerny-Turner Monochromator with RCA 931A photomultiplier, Keithley Model 410 d.c. $\mu\mu$-ammeter, Northeast high voltage power supply, medium pressure mercury lamp and housing, Hydrogen discharge tube and transformer, BNC cable.

Theory:

The origin of spectroscopy as an experimental science began with the discoveries of Sir Isaac Newton in 1666. Newton established that the colors (i.e. the spectrum) observed by passing sunlight through a glass prism were, in reality, the constituents of what we now regard as "white" light. His discoveries, based upon the phenomenon of optical refraction, opened the way for others to analyze the light emitted by celestial bodies and other incandescent sources. More than a century passed before J. Fraunhofer observed, in detail, the solar spectrum. Fraunhofer's analysis established that the sun's spectrum consisted of a large number of spectral emission lines and, in addition, included a number of dark bands, the origin of which was not understood. The presence of emission spectra was not unexpected as it had been known for centuries that certain substances emitted light which was characteristic of that substance when heated to incandescence, e.g., the yellow light observed by introducing table salt into a flame.

Years later, Foucault demonstrated the phenomenon of absorption spectra in his laboratory, and shortly thereafter, Kirchoff presented his theory which accounted for Fraunhofer's observations. In essence, Kirchoff postulated that the sun was surrounded by a cloud of vapor which acted as an absorption screen for many of the emission lines propagated from the hot surface beneath. By 1859, Kirchoff was prepared to present a theoretical and experimental paper describing, in detail, the law governing emission and absorption coefficients, and his work encouraged others to enter this exciting new field.

The contributions of two other men in this period added significantly to the foundations of early spectroscopy. The first, A. J. Angstrom, prepared an elaborate map of the solar spectrum which stood as a standard source of wavelengths for many years. This compilation of spectral lines covering the entire visible region of the solar spectrum was prepared to an accuracy of one ten-millionth of a millimeter. In recognition of this effort, wavelengths in the visible and ultraviolet regions of the electromagnetic spectrum are usually expressed in Ångstrom units, where $1\text{Å} = 1 \times 10^{-10}$ meters.

The second individual whose work strongly influenced this period in spectroscopy was H. A. Rowland of the Johns Hopkins University. In 1882, Rowland completed the construction of a ruling engine which was subsequently used to prepare a large number of excellent diffraction gratings. The availability of precision diffraction gratings revolutionized spectrographic measurements by permitting high accuracy wavelength measurements throughout the visible and ultraviolet regions of the spectrum.

Given the availability of a large amount of spectrographic data, a number of researchers attempted to discover the relationships which governed the wavelength distribution of spectral lines in each particular element. It was apparent that the spectrum associated with some elements, in particular iron, consisted of many hundreds of lines whereas the spectrum of hydrogen contained relatively few. By 1885, observations of stellar spectra confirmed the identity of fourteen lines in the hydrogen spectrum, four of which occurred in the visible region. In this year, a Swiss school teacher, Johann Balmer, published an article describing an experimental error, the wavelengths of the then known hydrogen lines. Balmer's equation can be expressed in the following form:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad \text{where } n = 3, 4, 5, \cdots \qquad (1)$$

Not only did Balmer correctly predict the sequence of lines which carries his name, but, in addition, he suggested that other sequences of spectral lines could be found which would correspond to wavelengths predicted by his equation given that the 2^2 be replaced by 1^2, 3^2,

4^2 etc. Subsequent investigations in the far ultraviolet and infrared regions confirmed his predictions with remarkable accuracy. The constant R, given in equation (1), commemorates J. R. Rydberg who, following Balmer, made a number of contributions to early spectroscopy in his search for a generalized series formula applicable to a number of elements. The accepted value of Rydberg's constant is

$$R = 1096.78 \times 10^{4}\ m^{-1}$$

The important point that Balmer established empirically was that the frequency of a spectral line belonging to a given series could be expressed as the difference between two term values in an equation. Unfortunately, the mechanism underlying the emission and absorption of radiation was not understood, and many years were to elapse before the significance of Balmer's result was completely appreciated.

In 1900, Max Planck introduced the quantum hypothesis which resulted from his successful attempt to derive the law of black body radiation. This concept, which literally revolutionized the world of physics, was predicated upon the assumption that energy is radiated and absorbed in discrete quanta which are whole multiples of an elementary quantum of energy

$$E = h\nu \qquad (2)$$

where ν is the frequency of the absorbed or emitted radiation and h is a universal constant of magnitude

$$h = 6.626 \times 10^{-34}\ \text{joule} \cdot \text{seconds}$$

Planck's theory centered upon the behavior of a quantized simple harmonic oscillator which could radiate or absorb energy according to the restriction expressed by equation (2). Although this oscillator was purely hypothetical in form, the concepts derived from it were shortly thereafter applied to derive the photoelectric equation (A. Einstein) and to develop the theory of the hydrogen atom.

Eleven years after Planck's introduction of the quantum theory, Rutherford published a classic article proposing a new atomic model. His work was based upon an enormous amount of experimental data obtained by observing the deflection of α-particles scattered from thin metallic foils. Given this data, Rutherford was able to correctly deduce the nature of the atom as consisting of a positive charge concentrated in an extremely small central volume surrounded by a configuration of electrons. This work, in addition to that of Planck's set the stage for explanation of the hydrogen atom.

The year 1913 marks the beginning of a whole new era in atomic physics, for in this year, Niels Bohr published his momentous paper detailing the theory of the hydrogen atom. Bohr's theory combined Planck's quantum hypothesis with Rutherford's generalized model of the atom in order to develop a detailed analytic model of the hydrogen atom. Using this model, Bohr proceeded to (1) mathematically derive Balmer's equation, (2) give a satisfactory explanation of the observed hydrogen spectra in the ultraviolet, visible and infrared regions, and (3) calculate Rydberg's constant from purely theoretical considerations.

One of the most important features of Bohr's theory was his characterization of discrete energy levels in the hydrogen atom. Bohr reasoned that the atom must possess a discrete series of energy levels which would correspond in a direct fashion to the discrete spectral lines which were emitted or absorbed. It finally became evident that the quantum of energy $h\nu$ emitted or absorbed by the atom corresponded identically to the difference in energy between two discrete energy levels, E_1 and E_2.

$$h\nu = E_2 - E_1$$

Bohr's calculation of the energy associated with a given "stationary" state was based on a mixture of classical and quantum mechanical concepts. These concepts, coupled with Rutherford's model of the atom, allowed him to compute the total energy of the state as

$$E = -\frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{n^2 h^2} \qquad (3)$$

where n is an integer and Z is the atomic number. This expression can be quickly simplified by inserting Rydberg's constant

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3} \qquad (4)$$

Hence

$$E = -\frac{ch R}{}\left(\frac{Z^2}{n^2}\right) \qquad (5)$$

Applying, what was then, the radical assumption that the frequency of a spectral line is proportional to the difference of two energy states one obtains

$$h\nu = \frac{ch R Z^2}{}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \qquad (6)$$

which, for hydrogen (Z = 1), reduces to Balmer's original expression given that $n_1 = 2$ and $n_2 = 3, 4, 5 \ldots$ etc.

The importance of this experiment is primarily twofold in that it illustrates the complex interplay between theoretical and experimental physics and also affords the student the opportunity to repeat a sequence of measurements which were cited as confirmation of the original Bohr theory of the hydrogen atom. It should be pointed out that Bohr's approach has since been replaced by a completely quantum mechanical one but his theory is still widely studied as it provides a dynamic "picture" of the atomic processes which are difficult to visualize using the abstract of quantum mechanics.

Before proceeding with the experimental details, it is advantageous to review the notation associated with wavelength and frequency. The basic relationship which governs these quantities is expressed as follows:

$$c = \nu\lambda \,, \qquad \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} \qquad (7)$$

where c is the velocity of light ($c = 3.00 \times 10^8$ meters sec^{-1}), ν is the frequency of the radiation with units sec^{-1} and λ is the wavelength (in meters). The use of these units varies considerably with application and it is often convenient to replace the frequency ν with a related quantity wavenumber $\bar{\nu}$, which is the frequency divided by the velocity of light. For reasons which are historical and practical, wavenumbers are expressed in reciprocal centimeters, abbreviated cm^{-1}. Note that this description of a spectral line expresses the number of waves which occupy a unit centimeter (in vacuum). Hence, the Rydberg constant becomes

$$R = 109{,}678 \times 10^4 \text{ cm.}^{-1}$$

Apparatus:

The primary objective of this experiment is to determine the wavelengths of four principal Balmer lines which occur in the visible region of the spectrum. These lines, normally denoted by the symbols α, β, γ, and δ produce color sensations in the eye which range respectively through deep red, blue, violet and deep violet. When observed against the normal continuum produced by hydrogen discharge tubes, the spectral lines become successively more difficult to discern and for this reason, the experiment employs a specialized type of optical instrument to detect and measure them. This instrument is called a Czerny Turner monochromator and is, in effect, a specialized optical filter which can be adjusted to transmit a single wavelength of light while rejecting all others. The behavior of this instrument is analogous to that of an ordinary A.M. radio receiver which can be tuned to receive one broadcast station while rejecting all others.

The output of the monochromator consists of a narrow bandwidth of color (i.e., monochro-

matic light) which is detected by employing a light sensitive device called a photomultiplier tube. The photomultiplier detects the presence of light in much the same manner as a photographic light meter and converts it into a very small electric current. As implied by its name, the photomultiplier includes an elaborate arrangement of electrodes whose function is to "multiply" the minute photoelectric currents generated at the cathode (See Experiment No. 84) and produce a greatly amplified electrical signal at the anode. The photomultiplier employed in this particular experiment is capable of current amplification approaching 800,000 which is sufficient to detect very weak spectral lines. The photomultiplier possesses one additional advantage in addition to its high sensitivity in that the spectral range of the device is greater than that of the human eye; hence one is able to detect spectral lines in the ultraviolet and near infrared regions of the spectrum.

The currents generated by the photomultiplier are not sufficient to actuate an ordinary deflection meter; hence it is necessary to use a sensitive micro-microammeter which further amplifies the output of the photomultiplier before displaying it on a meter. The micro-microammeter possesses an additional advantage in that it provides a multiplicity of ranges which allow detailed inspection of individual spectral lines whose intensities vary over many orders of magnitude.

Given this general description of the apparatus, one can proceed to the specifics of the experiment. The monochromator features a single adjustment which controls the wavelength of light transmitted through the optics to the photomultiplier. By virtue of the geometry of the combined mechanical and optical arrangement, a nearly linear relationship is established between the micrometer readings and the wavelength transmitted by the instrument. Hence, if one experimentally establishes this relationship using known wavelengths, it is possible to determine unknown wavelengths with reasonably high accuracy. The graph which displays the relationship between micrometer readings and wavelength is known as a dispersion curve.

In order to provide visual identification of the known wavelengths which are used to calibrate this instrument, a high intensity mercury arc is provided with the equipment. The intensity of this source is sufficiently high that one is able to observe the color of light reaching the exit slit. In this manner it is possible to obtain a coarse determination of each point necessary to determine the dispersion curve before obtaining the exact point electronically. The following tabulation of known prominent mercury lines is given to calibrate the subject instrument.

Yellow	doublet	5791×10^{-10} m.	
Yellow		5770×10^{-10} m.	
Green		5461×10^{-10} m.	
Blue-Green		4916×10^{-10} m.	(weak)
Blue		4358×10^{-10} m.	
Violet		4078×10^{-10} m.	
Violet		4047×10^{-10} m.	
Ultraviolet		3663×10^{-10} m.	

Once a dispersion curve is prepared, it is possible to manually scan through the visible region of the hydrogen spectrum and determine the wavelength of those lines comprising the Balmer series.

Procedure:

1. Turn on the mercury lamp and allow five minutes for it to stabilize before taking measurements. During this time, check to ensure that a focused image appears at the entrance slit of the monochromator. Some adjustment, transverse or axial, may be required of the lamp housing.

2. Turn on the $\mu\mu$-ammeter *after* ensuring that the input is shorted. Allow several minutes for stabilization.

3. Set "function" switch to μ-amps, meter polarity to negative and range switch to 10^{-3} amperes. Zero meter indication.
4. Ensure that all connections in the circuit are tight and that the cables are positioned in such a manner that they will not be disturbed during the measurement. *Flexing* of coaxial cables will severely affect the quality of the measurement and possibly damage the $\mu\mu$-ammeter.
5. Examine the "range" and "function" controls carefully to ensure that you are familiar with their operation. This is particularly important as the instrument is not protected against excessive overload. If, during your measurements, an overload occurs, turn the input switch *immediately* to "short" and switch to a less sensitive range.
6. Observe the location of the exit slit through the window provided in the monochromator case and vary the wavelength drive until the longest wavelength yellow line is approximately in the same location.
7. Close the window with the shield provided for this purpose and turn input control ($\mu\mu$-ammeter) to "open". Observe the scale reading and carefully adjust micrometer head until a maximum reading is obtained. Adjust range control if necessary. Record the wavelength of light incident upon the phototube and the micrometer reading to four significant figures.
8. Repeat procedure listed in (6.) and (7.) for four additional known wavelengths.
9. Using the data obtained above, prepare a dispersion curve using the graph paper provided, (K + E 46 1510). For reasons which will become quite obvious, label along the ordinate (y-axis, 25 cm.) starting at 6600 Å (top) with a scale factor of 10 divisions equals 100 Å. Similarly label micrometer reading along the abscissa (x-axis) extending from 23mm, down to 13mm. with a scale factor of 20 divisions equals 1mm. Draw a "best fit" straight line through the points obtained from your measurements of the known mercury lines.
10. Replace the mercury source with the hydrogen discharge tube and adjust its position (and/or the position of the mirror) so that the image of the tube is directly upon the entrance slit.
11. Increase the sensitivity of the micro-microammeter to approximately 3×10^{-6} amperes full scale and search for the hydrogen α line in the region predicted by Equation (1). (The prudent student will complete the theoretical calculations prior to the laboratory period so that he can expedite the search for the necessary lines.) Once a prominent line is located in the desired region, adroit use of the range switch will facilitate the determination of its actual center (i.e., point of maximum intensity.) Record the micrometer reading, the maximum observed current and the background current just adjacent to the spectral line.
12. Determine the micrometer readings and intensities corresponding to the β, γ, and δ lines of hydrogen. Record the necessary information on the data sheet.

Note: The department normally prepares all laboratory information in the MKS system of units. Consequently, the principal constants e.g. h, R and λ given in this experiment follow this policy. However, for reasons which are both historical and practical in spectrographic work, the student will find that the necessary calculations are most easily performed in the CGS system. In short, the "reciprocal meter" is not, in general, a useful unit.

Warning:

The 931A photomultiplier tube and the hydrogen discharge tube require the use of high voltage. Necessarily, caution must be observed to prevent physical contact with the electrical connections. In addition, the mercury source emits light in the near ultraviolet which is harmful to the human eye. Consequently, avoid looking directly at the source.

The Balmer Series of Hydrogen

Name _____ Date _____

Partner _____ Instructor _____

Czerny-Turner Monochromator No. _____

Data for Dispersion Curve *(mercury lines)*

Wavelength (Å)	Micrometer Readings (mm)

Prepare a dispersion curve as described on 83.7 section (9.)

Data on Balmer Series

Wavelength *(calculated)*	Micrometer Reading	Wavelength *(measured)*
Å. H_α _____	mm. _____	Å.
Å. H_β _____	mm. _____	Å.
Å. H_γ _____	mm. _____	Å.
Å. H_δ _____	mm. _____	Å.

Micro-microammeter/ Range	Maximum	Background *(off line)*
H_α _____	amperes	amperes
H_β _____	amperes	amperes
H_γ _____	amperes	amperes
H_δ _____	amperes	amperes

Calculations

Tabulate the measured values of the wavelengths and corresponding wavenumbers obtained with this apparatus.

H_α =	Å. _____	$\bar{\nu}$ =		$cm.^{-1}$
H_β =	Å. _____	$\bar{\nu}$ =		$cm.^{-1}$
H_γ =	Å. _____	$\bar{\nu}$ =		$cm.^{-1}$
H_δ =	Å. _____	$\bar{\nu}$ =		$cm.^{-1}$

Plot the wavenumbers as ordinates and $1/n^2$ as abscissae and draw a straight line through the four points. Assume that n_2 = 3, 4, 5, and 6 for α, β, γ, and δ respectively.

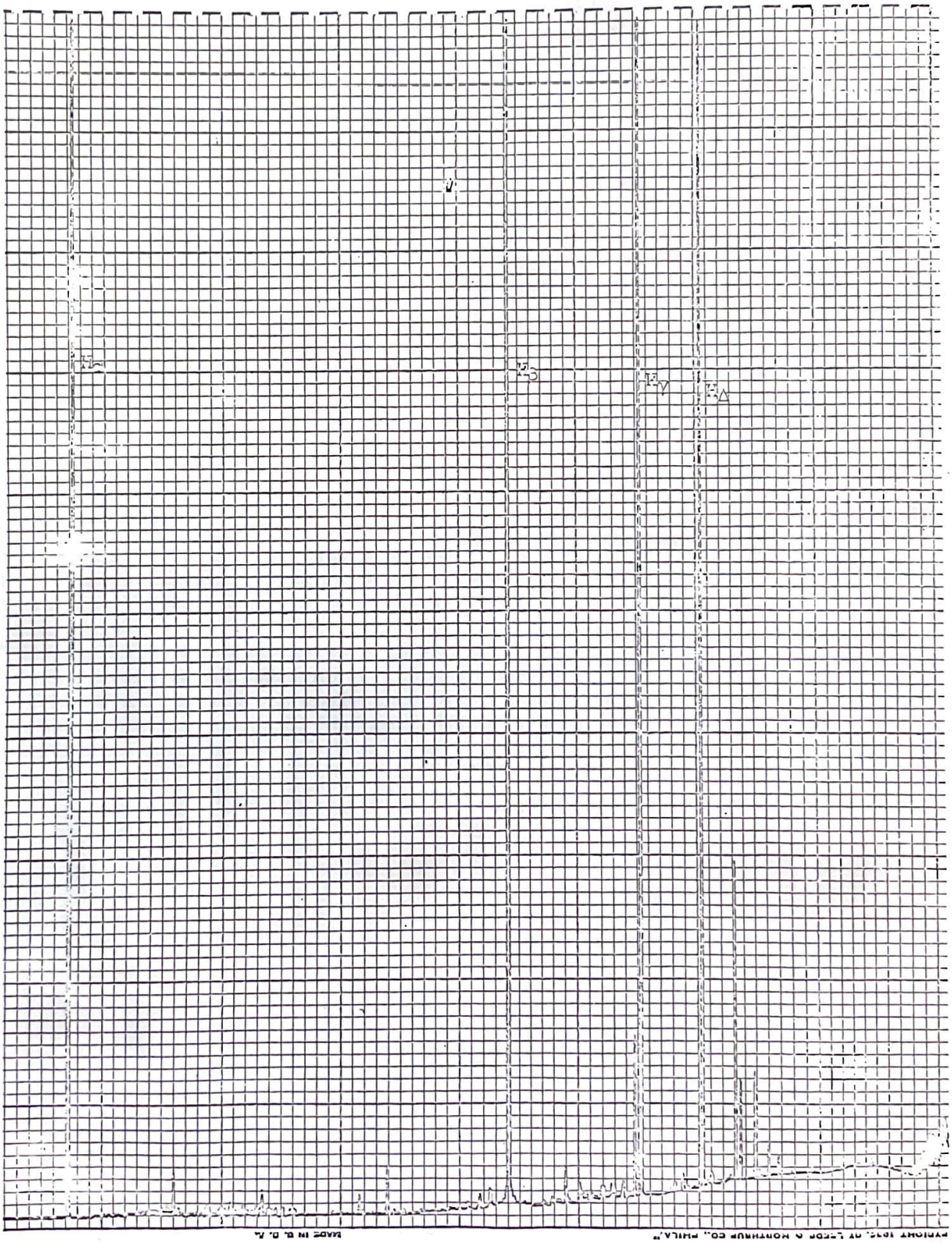
Calculate the Rydberg constant from the slope of the line, as well as from the γ intercept (see equation 6).

Submit your calculations, using equation 6, for the α, β, γ and δ lines.

A recorded trace of a typical hydrogen spectrum using this equipment is included for your enlightenment. Your task is to obtain the same information manually.

Experiment 83

Czerny-Turner Monochromator Number 25
RCA 931-A Phototube, High Voltage 0.8 KV
Micro-microammeter $\approx 3 \times 10^{-6}$ amperes
Micrometer readings range from 23.00 mm. (left) to 12.00 mm. (right)



espectros atómicos

Estudiaremos la relación existente entre los espectros atómicos y los niveles energéticos de los átomos. Durante el desarrollo de la mecánica cuántica, los espectros atómicos han jugado un papel fundamental. El problema del origen de los espectros atómicos fue uno de los motivos originales para el comienzo de la mecánica cuántica y en los últimos años el análisis de los espectros ha sido la herramienta analítica más importante para la investigación de la estructura atómica y molecular.

La idea central para relacionar la estructura atómica con los espectros consiste en la existencia de niveles energéticos discretos en los átomos. Un átomo en un estado con energía E_1 puede realizar una transición a otro estado con energía inferior E_2 emitiendo un fotón cuya energía es $(E_1 - E_2)$. La energía del fotón está a su vez relacionada con su frecuencia f y con su longitud de onda λ mediante la relación conocida de Planck

$$E_1 - E_2 = hf = \frac{hc}{\lambda} \tag{1}$$

siendo c la velocidad de la luz y h la constante de Planck. Inversamente, un ~~átomo~~ electrón puede elevarse o *excitarse* de un estado de energía inferior a otro superior mediante la absorción de un fotón cuya energía es igual a la diferencia de energía entre los dos estados.

El átomo de hidrógeno es el más sencillo de todos los átomos y está compuesto por un solo electrón y un solo protón. Así pues, no es sorprendente que el espectro del hidrógeno sea a su vez el más sencillo. La mecánica cuántica elemental demuestra que los niveles de energía E_n del átomo de hidrógeno vienen dados (en unidades MKS) por una fórmula sencilla:

$$E_n = -\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{m}{2n^2\hbar^2} \tag{2}$$

siendo e la carga del electrón, ε_0 la permitividad del vacío, $\hbar = h/2\pi$, y n un entero positivo llamado *número cuántico principal*. El estado de energía más bajo o *estado fundamental* corresponde a $n = 1$. La energía $E = 0$ (con $n = \infty$) corresponde a un estado en el que el electrón está completamente separado del protón y se halla en reposo.

Si el protón fuese de masa infinita, la masa m de la ecuación (2) sería simplemente la masa del electrón. Es posible demostrar que la corrección adecuada para tener en cuenta la masa finita M del protón se obtiene simplemente sustituyendo la masa m del electrón por la masa reducida μ del sistema, que se define como

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} + \frac{1}{M} \tag{3}$$

Este cambio hace decrecer los valores de todos los niveles de energía en un 0,05 % aproximadamente, en comparación con los valores que tendrían con $M = \infty$.

Las líneas del espectro de hidrógeno corresponden a todas las transiciones posibles entre los niveles de energía. Las longitudes de onda de estas líneas vienen dadas de acuerdo con las ecuaciones (1) y (2) por:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_1 - E_2}{hc} = \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\mu}{4\pi\hbar^3 c}\left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right) \tag{4}$$

en donde n_1 y n_2 designan los números cuánticos de los estados inicial y final, respectivamente. La combinación de constantes fuera del paréntesis en la ecuación (4) suele llamarse constante de Rydberg (en abreviatura R_H), en honor de J. R. Rydberg, uno de los fundadores de la espectroscopia atómica. El subíndice H (que se refiere al hidrógeno) diferencia esta constante de la correspondiente a m en lugar de μ, que se le designa por R_∞. El valor numérico de la constante de Rydberg que se ha medido con mucha precisión por técnicas de medida espectroscópicas, es

$$R_H = \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\mu}{4\pi\hbar^3 c} = 1{,}0967757 \times 10^{-7} \quad \mathrm{m}^{-1}$$

Así pues, las longitudes de onda del espectro de hidrógeno vienen dadas por:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H\left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right) \tag{5}$$

En particular, las transiciones desde estados iniciales superiores al estado final $n_2 = 2$ originan longitudes de onda en la región visible del espectro, con valores dados por

$$\frac{1}{\lambda} = R_H\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R_H\left(\frac{n^2 - 4}{4n^2}\right) \qquad n = 3, 4, 5, \ldots \tag{6}$$

Esta serie de líneas o rayas se denomina *serie de Balmer*, en honor de Johann Balmer, que descubrió empíricamente la ecuación (6) (por tanteos) en 1885, bastante antes de que se llegase a comprender su relación con la estructura del átomo de hidrógeno. La tabla 1 muestra el notable acuerdo existente entre la longitud de onda observadas y las calculadas mediante la fórmula de Balmer. En la tabla se indica también la notación espectroscópica normal utilizada para designar a estas rayas.

TABLA 1

Línea	n	λ (observada), Å	λ (calculada), Å
H_α	3	6562,79 (roja)	6562,80
H_β	4	4861,327 (azul-verdoso)	4861,33
H_γ	5	4340,47 (azul)	4340,48
H_δ	6	4104,74 (violeta)	4101,75
H_ε	7	3970,07 (ultravioleta)	3970,08
H_ζ	8	3889,06 (ultravioleta)	3889,06

En el caso de átomos más complejos no es práctico calcular los niveles energéticos pero todavía pueden deducirse de los espectros. En todos los casos existe una correspondencia directa entre una raya del espectro y una transición de un estado de energía a otro.

Láser de helio-neón

Las relaciones existentes entre los niveles energéticos y los espectros forman parte de la base para el funcionamiento del láser de He-Ne, que probablemente se ha utilizado ya en los experimentos de *Óptica del Láser*; el láser constituye una aplicación muy interesante y útil de estas ideas. Para aclararlas, analizaremos primero brevemente el funcionamiento del láser.

La importancia del láser radica en el hecho de que muchos átomos que se excitan inicialmente al mismo estado de excitación pueden caer a sus estados fundamentales de un modo *sincronizado*, es decir, con una relación de fase definida por las radiaciones emitidas por todos los átomos considerados aisladamente. Como resultado, se emite luz con una relación de fase definida que se conserva durante un tiempo largo o sobre una distancia correspondientemente larga sobre la trayectoria luminosa. Esto sucede así en contraste con el caso normal en que los átomos radian independientemente, cada uno de ellos durante un tiempo del orden de 10^{-8} seg, sin correlación entre las fases de los diferentes átomos. En el caso más normal la fase de la radiación varía rápidamente y al azar. La existencia de una relación de fase de larga duración se denomina *coherencia*.

La sincronización de la radiación emitida por un gran número de átomos es posible debido a un fenómeno denominado *emisión estimulada*. Un átomo en un estado excitado tiene una cierta probabilidad (por unidades de tiempo) de emitir espontáneamente un fotón y sufrir una transición a un estado de energía correspondiente menor. Pero si existe presente ya alguna radiación de la misma frecuencia que la del fotón emitido, se *aumenta* la probabilidad de la transición. Los fotones «gustan» de estar con otros fotones de la misma energía; un fotón de cierta energía posee una mayor probabilidad de ser emitido si existen otros fotones de esta energía en la vecindad. ¡Los fotones son sociables!

En la práctica el gas se coloca entre dos espejos paralelos o cóncavos de modo que la luz se refleja una y otra vez en ellos, formando una onda estacionaria. Esta onda es la que estimula la emisión de los átomos existentes en la región entre los espejos. Plateando uno solo de los espejos parcialmente o por algún otro medio, puede extraerse parte de la energía en forma de un haz exterior. La energía de la onda estacionaria se ve repuesta continuamente por la emisión de los átomos, con tal que haya, naturalmente, a su vez un continuo suministro de átomos en el estado excitado.

En el láser de He-Ne la excitación inicial la proporciona un campo eléctrico aplicado al gas hasta provocar una descarga. Algunos átomos son ionizados y los iones y electrones transportan la corriente de descarga. Los electrones a su vez pueden chocar con átomos del gas, excitándoles a diversos niveles energéticos superiores. Esto por sí mismo no garantiza una población suficiente de átomos en el estado excitado deseado para mantener la onda estacionaria con la amplitud suficiente que requiere la emisión estimulada. Normalmente debe hallarse algún medio para canalizar la excitación provocada con el choque de los electrones a los niveles particulares que se necesitan. En el láser de He-Ne esto se hace posible mediante una afortunada coincidencia en los esquemas de niveles de energía como se ve en la figura 1.

Un láser de helio-neón típico contiene gas He a una presión de 1,0 mm y Ne a una presión de 0,1 mm. El impacto de los electrones excita algunos de los átomos

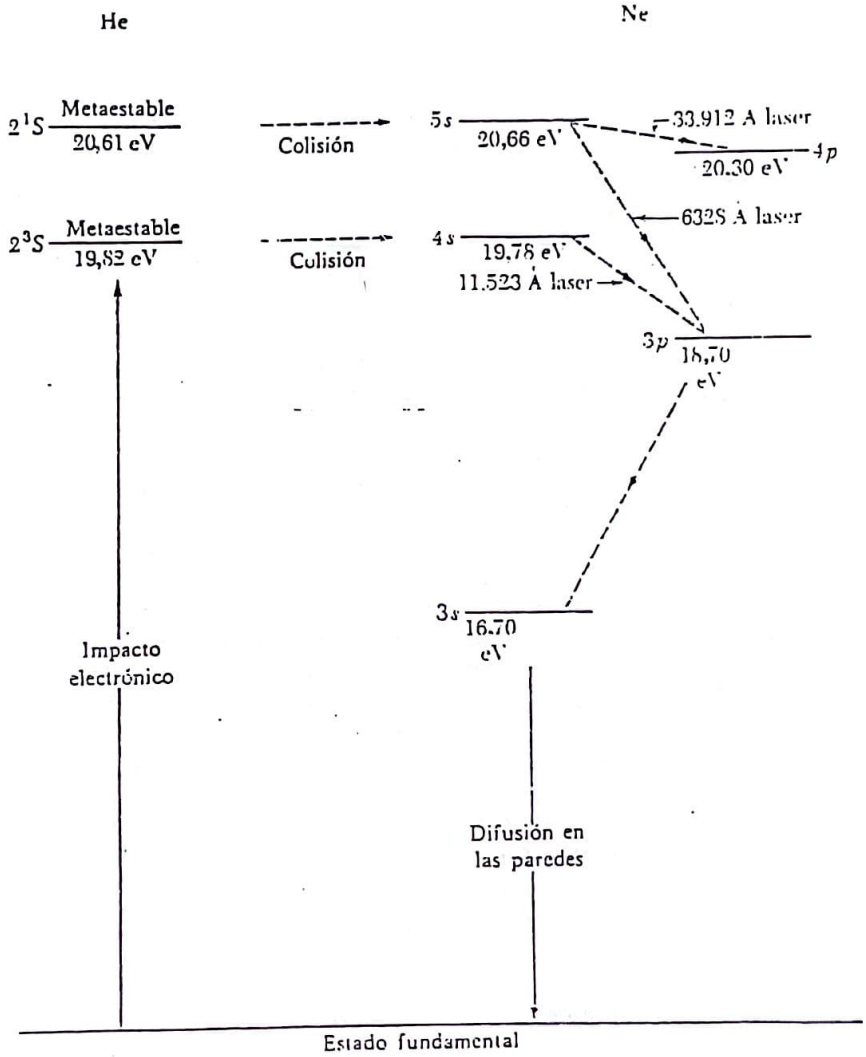


FIGURA 1

de He al estado 2^1s como está indicado y a estados superiores desde los cuales algunos átomos caen en cascada hasta el estado 2^1s. Ordinariamente, un átomo en dicho estado excitado debería emitir rápidamente un fotón con energía 20,61 eV y volver así al estado fundamental. Esto no es posible aquí debido a una regla de selección que prohíbe esta transición particular. La base de la regla de selección es la conservación del momento cinético; tanto el estado excitado como el estado fundamental tienen momento cinético orbital total nulo, de modo que no es posible la emisión de un fotón, que debe tener al menos una unidad de momento cinético. Un estado como éste en el que está prohibido su decaimiento radiativo por una regla de selección, se denomina *estado metaestable.*

Los átomos de He pueden, sin embargo, perder energía mediante otro mecanismo. Como el Ne tiene un nivel energético casi exactamente igual al del nivel 2^1s del He, un choque con intercambio de energía entre un átomo de He excitado y otro de Ne sin excitar puede dejar el átomo de He en su estado fundamental y el átomo de Ne en un estado excitado. Este estado particular es metaestable de nuevo; el átomo de Ne no puede caer directamente al estado fundamental debido a las reglas de selección, pero *sí que puede* pasar al nivel $3p$, y ésta es realmente la transición que se produce en la acción del láser. Finalmente, desde el estado $3p$ los átomos de Ne sufren otra transición radiativa al estado metaestable $3s$ y desde ella pasan al estado fundamental, normalmente por choque contra las paredes del recipiente. Obsérvese que es importante que se produzca rápidamente la transición $3p \rightarrow 3s$; si se produjese una acumulación apreciable de átomos en el estado $3p$ sería apreciable su probabilidad de *absorber* radiación láser, inhibiéndose así la acción deseada del aparato.

Las longitudes de onda de las líneas espectrales pueden medirse muy directamente utilizando un espectrómetro que contenga una red de difracción. Si sobre dicha red, con una separación a entre líneas, incide normalmente luz de longitud de onda λ, la difracción resultante tiene fuertes máximos de intensidad a ángulos θ respecto a la dirección del haz incidente que quedan determinados por la relación

$$a \operatorname{sen}\theta = n\lambda \qquad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{7}$$

1. Espectro del hidrógeno

Midiendo los ángulos correspondientes a varias rayas del espectro y utilizando el valor conocido de la constante a de la red, se pueden calcular las longitudes de onda del espectro del hidrógeno, las cuales pueden compararse luego con los valores de la tabla 1. O bien, si no se conoce la constante de la red, puede calibrarse el espectrómetro considerando las longitudes de onda de Balmer como datos y utilizándolas para determinar la constante de la red.

Las medidas deben repetirse varias veces con objeto de hacerse idea de la reproducibilidad de los resultados. Deben identificarse todas las fuentes de error posibles. ¿Cuáles son más importantes? ¿Además del espectro de hidrógeno atómico se encuentra presente el espectro del hidrógeno *molecular*?

2. Espectro del helio

Con los tubos del helio y neón pueden realizarse observaciones semejantes. Puesto que son gases inertes, no existe molécula poliatómica; existe, sin embargo, la posibilidad de observar líneas asociadas con los átomos *ionizados*.

En el espectro del helio se observarán seis rayas intensas. Determinar sus longitudes de onda, teniendo especial cuidado con la línea intensa en el amarillo y la del azul. Esta última la forma el helio ionizado con una sola carga. Los niveles energéticos del helio ionizado una sola vez vienen dados también por la ecuación (2) sustituyendo e^2 por $2e^2$. (¿Por qué?) Y en la ecuación (3) ha de reemplazarse la masa del núcleo de hidrógeno por la del núcleo de helio (una pequeña corrección). Determinar los estados inicial y final que corresponden a la raya azul del helio.

3. Espectro del neón

Observar el espectro del neón y seleccionar las rayas más intensas. Determinar sus longitudes de onda. ¿Pueden hallarse las rayas correspondientes a la transición láser $5s \rightarrow 3p$ y a la $3p \rightarrow 3s$? Si se dispone de un láser de helio-neón, observar la radiación que sale por las partes *laterales* del tubo. ¿Puede explicarse su espectro? ¿Puede hallarse la raya azul del helio ionizado?

1. ¿Cómo podemos estar seguros de que las líneas observadas en el espectro del hidrógeno proceden del hidrógeno atómico y no del hidrógeno molecular? ¿Qué diferencias se esperan hallar en el espectro molecular del hidrógeno?

2. ¿Cuál es la relación existente entre la energía necesaria para disociar una molécula de hidrógeno y las energías típicas de un fotón de luz visible? Buscar el valor de la energía de disociación en un manual. ¿Puede predecirse una región del espectro en la que el hidrógeno sea opaco?

3. ¿Qué aspecto deberá tener el espectro del litio doblemente ionizado? ¿Qué transiciones corresponderán al espectro visible?

4. ¿Por qué no está presente la emisión correspondiente a la transición $3p \rightarrow 3s$ en el haz del láser con la misma intensidad que la «transición del láser» $5s \rightarrow 3p$?

5. ¿Qué ventaja puede tener la utilización de órdenes más elevados en el diagrama de difracción, en lugar del primer orden ($n = 1$)?

6. ¿Existe alguna prueba de que el valor «conocido» del parámetro de la red a sea incorrecto? Si sucede así, calcular el valor correcto e indicar el error probable en tantos por ciento del valor dado.

el fotomultiplicador y el "ruido" de fotones

Hemos estudiado la fotoemisión de electrones de una superficie por absorción de energía procedente de fotones incidentes. Cada fotoelectrón era una consecuencia de la absorción de un solo fotón, pero la magnitud que se observaba realmente es la *corriente* de emisión media, que es igual a la carga del electrón *e* multiplicada por el número de electrones *r* emitidos por unidad de tiempo. Debido al pequeño valor de la carga del electrón, una corriente macroscópicamente observable corresponde a un número muy grande de electrones por segundo. Esta corriente, aunque puede tener un valor medio constante, tiene realmente una componente de c/a que corresponde a las fluctuaciones aleatorias con que son emitidos los electrones por el fotocátodo. Estas fluctuaciones de corriente, denominadas *ruido de fotones* por su origen, pueden observarse directamente con el equipo adecuado.

El fotomultiplicador es una aparato que tiene una sensibilidad extraordinariamente elevada frente a los fotones incidentes, en comparación con los fototubos convencionales. En correspondencia, el ruido de fotones es mucho más fácil de observar utilizando un fotomultiplicador. El principio básico de funcionamiento es el siguiente. Una vez se liberan los fotoelectrones en el cátodo son acelerados hacia un electrodo intermedio llamado *dinodo*. Si la diferencia de potencial entre el cátodo y el dinodo es suficientemente grande, los electrones alcanzan el dinodo con bastante energía cinética para expulsar de él varios electrones. Estos electrones secundarios son acelerados entonces hacia el ánodo por una diferencia de potencial adicional. El montaje se indica esquemáticamente en la figura 8. La corriente en la resistencia *R*, correspondiente al flujo de electrones secundarios del dinodo al ánodo, es claramente mayor que la correspondiente a los fotoelectrones primarios que salen del cátodo.

Es posible obtener un factor de multiplicación de 10 ó incluso más modificando los materiales que constituyen el dinodo. Además, no es constante la producción de electrones por cada electrón primario. Si el factor de multiplicación *medio* es 4, por ejemplo, los electrones producidos pueden ser 3 ó 5 durante una parte apreciable del tiempo de emisión. El número de electrones secundarios por cada primario sigue una ley de distribución estadística determinada por las características de cada situación. Es conveniente suponer que se trata de una función de Poisson y de hecho, si pueden justificarse ciertas hipótesis especiales, puede demostrarse que la función de distribución es ciertamente del tipo de Poisson. El

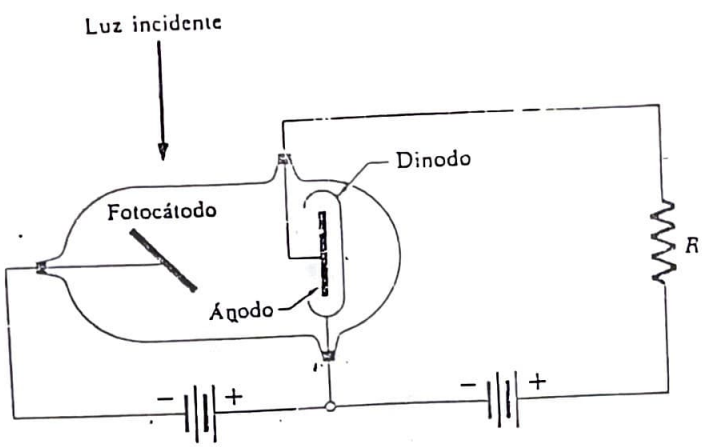


FIGURA 8

número de electrones *primarios* emitidos durante un intervalo de tiempo determinado obedece también a una distribución de Poisson, análoga a la descripción estadística de la desintegración radiactiva.

La multiplicación de electrones producida por el dinodo puede repetirse en va-

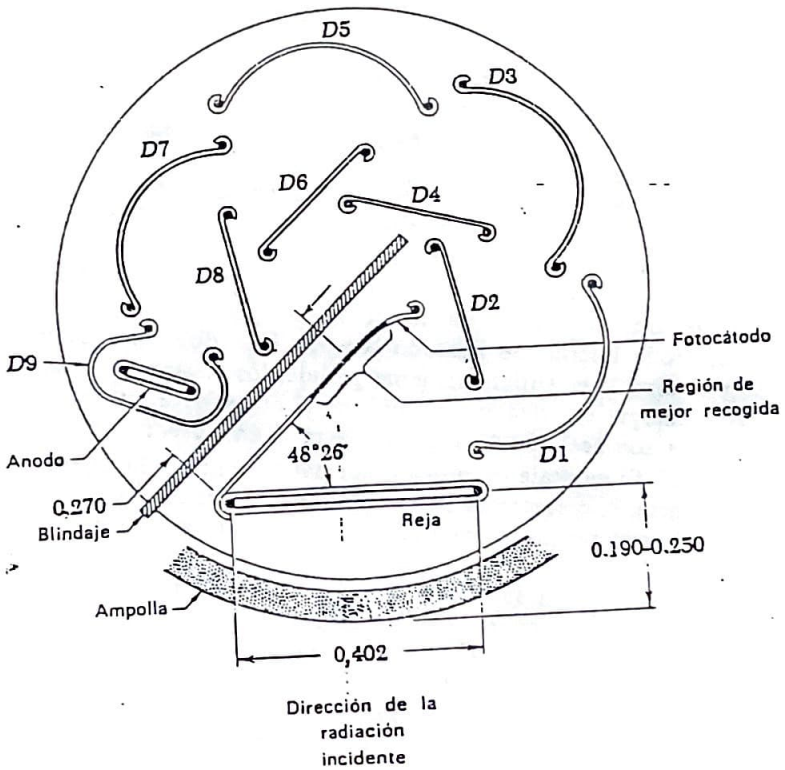


FIGURA 9

rias etapas utilizando diversos dinodos a potenciales sucesivamente crecientes. Si el factor de multiplicación es 4, por ejemplo, un solo electrón primario producirá 4 en el primer dinodo, 4^2, o sea, 16 en el segundo, 4^3, o sea, 64 en el tercero y así sucesivamente, de modo que con varios dinodos el factor de multiplicación de corriente total puede ser muy grande. Con n dinodos y un factor δ por dinodo, la multiplicación total es δ^n. En la figura 9 se indica la distribución de un fotomultiplicador corriente, el tipo 931 A. Este tubo tiene un fotocátodo de antimoniuro de cesio con una respuesta S-4 semejante a la del fototubo 929. Existen 9 dinodos, todos de ellos recubiertos de antimoniuro de cesio.

Tiene interés el estudio del tema de las fluctuaciones aleatorias de corriente con más detalle. Consideremos primero el caso de la figura 10, que emplea un fototubo ordinario. Si los fotoelectrones se emiten con un ritmo r (por unidad de tiempo), con una carga e por electrón, la corriente media a través de R es $I = er$, la tensión V en bornes de R y C es $V = erR$ y la carga media del condensador resulta ser

$$\bar{Q} = erRC \tag{13}$$

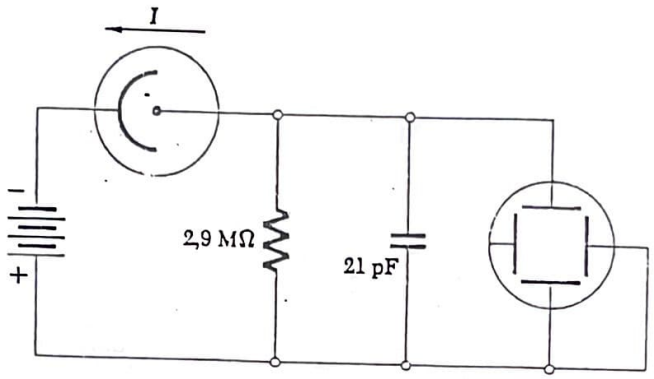


FIGURA 10

En un intervalo de tiempo Δt el número medio de electrones emitidos es $r\Delta t$, a lo que corresponde una carga $er\Delta t$. Como el número de electrones emitidos en este intervalo de tiempo obedece a la ley de distribución de Poisson, como se sugirió anteriormente, la *desviación standard* de este número (es decir, la raíz cuadrada de la desviación cuadrática media) viene dada por la raíz cuadrada del número medio, es decir, $(r\Delta t)^{1/2}$. La desviación standard correspondiente de la *carga* viene dada por

$$\Delta Q = e(r\,\Delta t)^{1/2} \tag{14}$$

Ahora bien, un exceso de carga ΔQ situada sobre el condensador en el instante t' disminuye exponencialmente a través de la resistencia, de modo que el exceso de carga un instante t posterior vendrá dada por

$$\Delta Q(t) = \Delta Q(t')e^{-(t-t')/RC} \tag{15}$$

Así pues, el valor medio cuadrático $[\Delta Q(t)]^2$ en el instante t debido a un exceso de carga acumulada en un intervalo particular de tiempo Δt en un tiempo anterior t' viene dado por

$$[\Delta Q(t)]^2 = e^2 r\, \Delta t\, e^{-2(t-t')/RC} \tag{16}$$

Finalmente, para hallar el exceso de carga cuadrático medio *total* debemos integrar para todos los tiempos t' anteriores a t, obteniendo así

$$[\Delta Q(t)]^2 = e^2 r \int_{-\infty}^{t} e^{-2(t-t')/RC} dt' = \tfrac{1}{2} e^2 r RC \tag{17}$$

Así pues, la fluctuación cuadrática media de carga viene dada por

$$\Delta Q = \left(\frac{rRC}{2}\right)^{1/2} e = \left(\frac{RC}{2r}\right)^{1/2} I \tag{18}$$

siendo $I = er$ la corriente media. La tensión cuadrática media en los extremos de la red RC resulta ser

$$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C} = \left(\frac{R}{2rC}\right)^{1/2} I \tag{19}$$

En el caso de valores típicos, como $I = 10$ μA, $R = 2{,}9$ MΩ, $C = 20$ pF, es de esperar una tensión de ruido cuadrática media del orden de 0,3 mV. Como la sensibilidad para la desviación de los osciloscopios típicos es del orden de 10 mV/centímetro, necesitaremos una amplificación adicional del orden de un factor de 100 para ver directamente este ruido. Sin embargo, la multiplicación de electrones que se produce en el fotomultiplicador hace que el ruido de fotones sea mucho más fácilmente visible. En este caso el ruido asociado con la fotoemisión aleatoria de electrones se ve aumentado por el ruido adicional asociado con las fluctuaciones en la producción de los diversos dinodos. El resultado final es que el ruido total viene dado por expresiones esencialmente iguales a las ecuaciones (18) y (19), con dos diferencias; I debe interpretarse ahora como la corriente *anódica* final en lugar de la corriente *catódica* primaria y existe un factor adicional $\delta/(\delta - 1)$, siendo δ la multiplicación media por etapa. No es necesario estudiar con detalle la deducción de este factor; en todo caso las características más importantes de las relaciones dichas son la dependencia con R y C y la velocidad de recuento.

1. Determinación de ΔQ

En la figura 11 se muestra un montaje para aplicar los potenciales adecuados al fototubo 931 A. Una serie de resistencias de 1 MΩ montadas en la base del tubo sirven como red divisora de tensión. La tensión para el fotocátodo puede tomarse de la fuente de tensión aceleradora del osciloscopio. La tensión entre el último dinodo y el ánodo deberá tomarse de un fuente de alimentación regulada cuya capacidad de corriente sea mayor que la del osciloscopio.

Como ejercicio es conveniente calcular la corriente que pasa a través de cada resistencia en el divisor de tensión, admitiendo una corriente catódica I_0

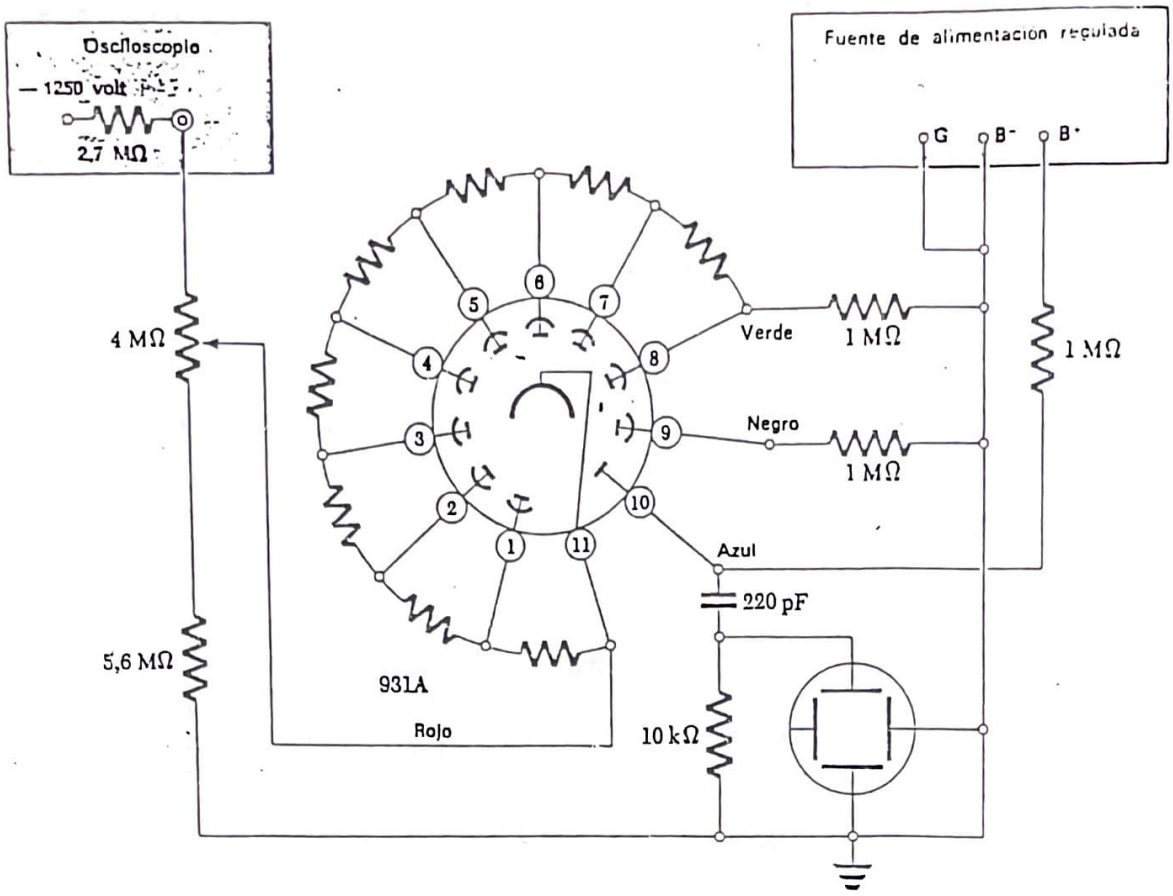


FIGURA 11

y una ganancia por etapa igual a δ. Recuérdese que la resistencia de 10 kΩ que se indica está en paralelo con la capacitancia de entrada del osciloscopio. Con una capacitancia de entrada de 21 pF, la constante de tiempo calculada es

$$\tau = RC = 10\ \text{k}\Omega \times 21\ \text{pF} = 210\ \text{nseg}$$

S. 2. El fotomultiplicador puede excitarse con la línea 5461 Å del mercurio como en el experimento . La cantidad de luz que se deje incidir sobre el fotocátodo deberá limitarse mediante una rendija o un iris pequeño. La intensidad de la luz deberá ser suficientemente baja como para que la corriente del ánodo se mantenga por debajo de 10 μA. Si la corriente anódica supera este valor, la carga en el divisor de tensión será excesiva y descenderán las tensiones en los diodos finales. Como resultado disminuirá su multiplicación y la respuesta del fotomultiplicador dejará de ser lineal.

Calcular la corriente $I = r\delta^n e$, a partir de la caída de tensión a través de la resistecia de 1 MΩ en serie con el ánodo. Medir también la tensión de ruido cuadrática media en el osciloscopio. Esto exige algo de criterio; la experiencia muestra que la tensión aparente «de pico a pico» es normalmente cuatro veces mayor que el valor cuadrático medio. Utilizando esta consideración, calcular ΔQ.

2. **Determinación de r y δ**
Finalmente, utilizar las ecuaciones (18) o (19) con el factor $\delta/(\delta - 1)$ para calcular la velocidad de recuento r y la multiplicación media δ. ¿Cuál es la ganancia total, determinada a partir de δ"? ¿Cuántos fotones se detectan durante un intervalo de tiempo igual a RC?

3. **Cambio de r y δ**
Repetir las medidas con un cierto número de tensiones diferentes aplicadas a la red de dinodos. Determinar r y δ para cada tensión. Representar δ en función de la tensión aplicada a los dinodos.

4. **Determinación directa de δ**
Comparando la corriente anódica con la del último dinodo, se puede hacer una determinación directa de δ. Comparar este resultado con el determinado a partir del ruido.

1. El rendimiento fotónico de la superficie S-4 en la vecindad de la línea verde del mercurio es del 5 % aproximadamente. Así pues, el valor calculado de r es sólo el 5 % de los fotones que llegan al cátodo en un segundo. ¿ Será de esperar que el rendimiento reducido introduzca un ruido adicional o ya está el ruido totalmente justificado en la discusión anterior? Explicarlo.

2. ¿Qué valor deberá tener un pulso de tensión en la capacitancia de entrada del osciloscopio producido por un solo fotón?

3. ¿Qué ganancia adicional se necesitaría con objeto de observar los fotones aislados? ¿Sería posible esta observación?

1.0 GENERAL INFORMATION

The MINIMATE is a compact, general purpose monochromator intended for laboratory applications where high intensity and high purity radiation are needed in the region 1750 to 9000A. Outstanding attributes of the instrument are its fast optical speed (f/4), grating efficiency at blaze wavelength (above 70%), and extremely low scattered light level (less than 0.05%)

It may be mated to either a larger monochromator or a microscope. As a predispersor at U.V. wavelengths, the MINIMATE simultaneously solves problems of overlapping orders and scattered light. Placed between a source of white light and a microscope, it is equivalent to a continuously adjustable interference filter, providing maximum contrast.

The optical path of the MINIMATE is basically a Czerny-Turner configuration where two concave mirrors and a plane grating are laid out like the letter M. But there are two important differences. Behind each of the slits is a 45° mirror providing an in-line path for source and output. Secondly, an optional longer focal length focusing mirror may be snapped into position replacing the one normally supplied. This done, converging or focused light can be directed onto the entrance slit of a larger monochromator or spectrometer without any relaying optics. Instant conversion to a predispersor is achieved.

To increase dispersion and decrease scattered light, two MINIMATES might be operated in tandem. The versatility of the MINIMATE is further enhanced by options in accessories, including several grating selections, synchronous scanning motor, and detector and adapters.

2.0 OPTICS

2.1 GRATING

The MINIMATE may be purchased with several gratings, each in its own kinematic mount. With a single backing plate, the gratings are easily changed by unscrewing the grating mount from the backing plate.

With the normal 1200 groove/mm grating blazed at 5000A, dispersion is about 40 A/mm throughout the region from 3000A to 9000A. Five pairs of slits are provided, each 20 mm tall. Slit widths are 0.25 mm, 0.50 mm, 1.25 mm, 2.5 mm, 5.0 mm and correspond to spectral bandpasses of 10A, 20A, 50A, 100A, and 200A, respectively. With slits removed, the bandpass is 500A. In addition, 2 target slits are provided for alignment of the MINIMATE to other optical systems.

2.2 SLITS

Five pairs of fixed slits are provided with the instrument. For use, these are simply inserted into the slit housing taking care that they are pushed down firmly so the horizontal ledge rests on the top of the spectrometer wall. The slits slide behind light, sealing O-rings. Spare slits are conveniently stored in a special spring-clip holder. Slit housings accommodate standard series V (30 mm ø) filters.

3.0 MECHANICAL CONSTRUCTION

The MINIMATE housing is constructed of heavy-gauge aluminum (except for the top and bottom covers.) The housing is equipped with four leveling feet and has a provision for optical bench mounting. The wavelength selection is performed by rotating a scanning knob on the side of the housing (for continuous wavelength scan a motorizing accessory is available). The wavelength counter gives the wavelength reading directly in nanometers and interval marks allows one to read in Anstroms. The counte is correct for 1200g/mm gratings.

4.0 ACCESSORIES AND OPTIONS

4.1 LONG FOCAL-LENGTH MIRROR (300 mm f.l. output mirror, Cat. #1657)

When the MINIMATE is coupled to a larger monochromator, the spacing is inadequate for focusing on the slit of the larger instrument. Focusing is accomplished with an optional longer focal length mirror which is inserted in the spring-loaded mirror mount replacing the standard one (M_3).

4.2 SYNCHRONOUS SCANNING MOTOR, Cat. #1658B

For continous wavelength scan at a constant speed, a synchronous motor is offered. Interchangeable gears provide speeds of 125, 250, 500, 1000A/min.

4.3 OPTICAL BAR MOUNT (Platform, Cat. #1661A)

Bolts to the MINIMATE base; fits Zeiss type optical bars (triangular)

5.0 OPERATION

NOTE: Front surface optics are used in the MINIMATE. Since these are easily damageable, protect them from dust, fumes, etc. Wear lint-free gloves when handling mirrors and gratings to reduce possibility of fingerprints.

5.1 Install MINIMATE to suit the purpose, i.e., bolt on the 1661A platform, attach to optical bar, attach bar to microscope or larger spectrometer etc.

5.2 GRATING INSTALLATION AND ALIGNMENT

Remove the grating from the plastic jar in which it was shipped, being careful not to touch the grating face. Mount the grating on the backing plate using the knurled screw as shown in Fig. 2.

To check and adjust calibration of wavelength readout, a light source with lines of known wavelength is needed. A mercury lamp is convenient. The procedure is as follows:

a) Install Hg lamp at the entrance slit of the MINIMATE;

b) Install the target slits;

c) With counter set to zero, adjust screw S_3 Fig. 2 so that the image is centered in the exit slit;

d) Scan to a known wavelength such as 5461A, which is the green line of Hg. Check to see that the image is centered in the exit slit. If it is not, adjust screws S_4 and S_5 to recenter the image. Then repeat step C again;

e) Remove the target slits and install the 0.25 mm slits in the entrance and exit slit housings;

f) Hand scan slowly toward increasing wavelength. Look through the exit slit and scan until the green line is of maximum brightness. Record the counter reading;

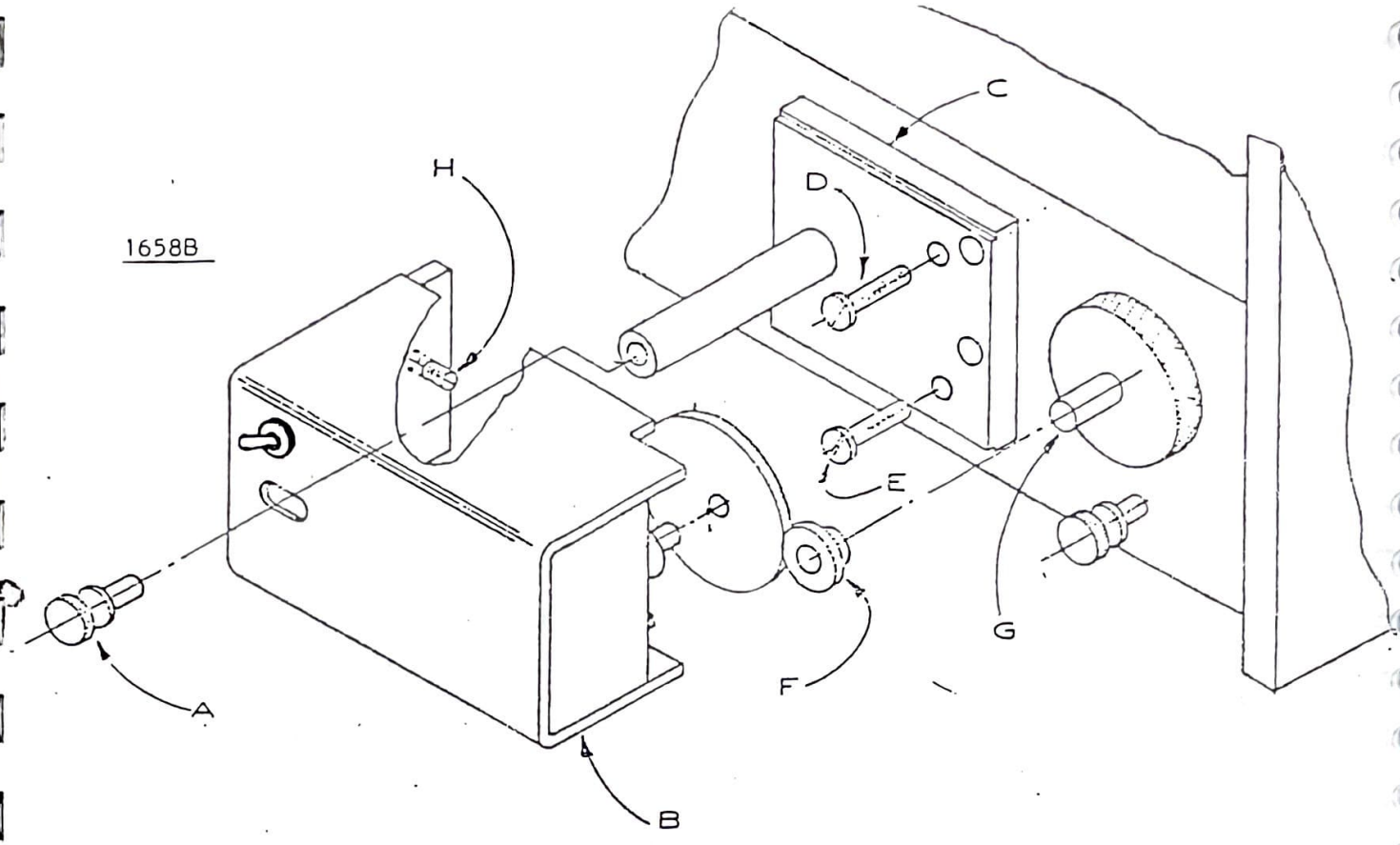
g) If the counter is within ±1 nm (10A) of the correct value, the calibration is within specifications. If not, bring the 5461 line to the exit slit, adjust screws S_1 and S_2 (Fig. 2) to obtain the correct value.

5.3 INSTALLATION OF LONG FOCAL LENGTH MIRROR, #1657

Remove the top cover by loosening two thrumb-screws and lifting straight up. Supporting the exit mirror 3 (Fig. 1), remove its retaining spring, then the mirror. Insert #1657 mirror in place of M_3, re-install retaining spring. Check position of the long f.l. mirror by illuminating the entrance slit, while the spectrometer is set to zero. The image of the entrance slit should be focused in a plane about 3" away from the exit wall of the MINIMATE (use a white card as a screen to see the image).

5.4 USE AND ADJUSTMENT OF BRAKE

Each MINIMATE is equipped with a continuously adjustable brake. This feature will be found particularly useful if you desire to set the grating on a peak of a line and prevent accidental change or shifting of wavelength. The amount of "drag" is controlled by a thumb screw just under the hand scanning knob and can be set from zero "drag" to fully locked position. If you are using a#1658B Synchronous Scanning Motor, the brake should be fully released.



INSTALLATION AND USE OF SYNCHRONOUS MOTOR DRIVE #1658B OR 1695

Synchronous Motor Drive package consists of a clock motor assembly and six change gears. desired scanning speeds are obtained as follows:

gear on motor	gear on scanning knob	speed A/min
24 teeth	96 teeth	125
40	80	250
60	60	500
80	40	1000

: There is a thumbscrew just below the hand scanning knob of the MINIMATE or DOUBLEMATE, h provides "drag" when hand scanning. It should be loosened, so that only slight drag is dent, before proceeding to install the motor drive.

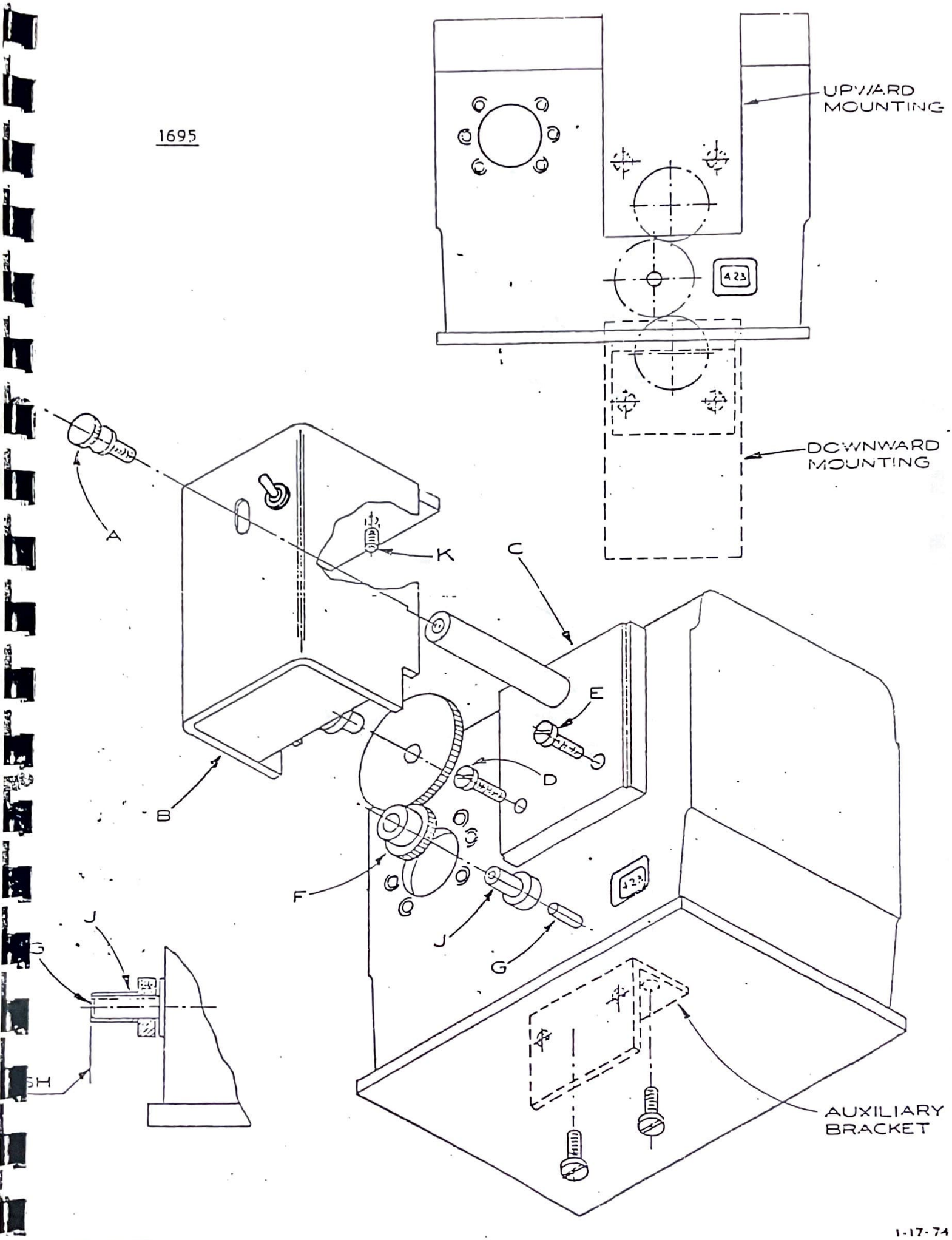
ttach the drive, remove thumbscrew (A) from the motor assembly and slide the motor out of channel. Place channel (C) over mounting holes next to hand scanning knob and attach it MINIMATE or DOUBLEMATE with screws (D) & (E). Slide proper gear with its hub facing the r on the motor shaft and lock the set screws. Place the motor over channel (C) and thumbscrew (A) position it to the extreme end of travel which the slotted screw hole ows, away from the scanning knob. Slide the second gear over the shaft protruding from hand knob and lock it on its flats. Bring the motor and gear into proper mesh with the knob gear. Few mils of play between the gear teeth should remain. Tighten thumbscrew (A).

the 1690 MICROMATE, remove the scanning knob and mount the hub (J) on the leadscrew shaft nsion (G).

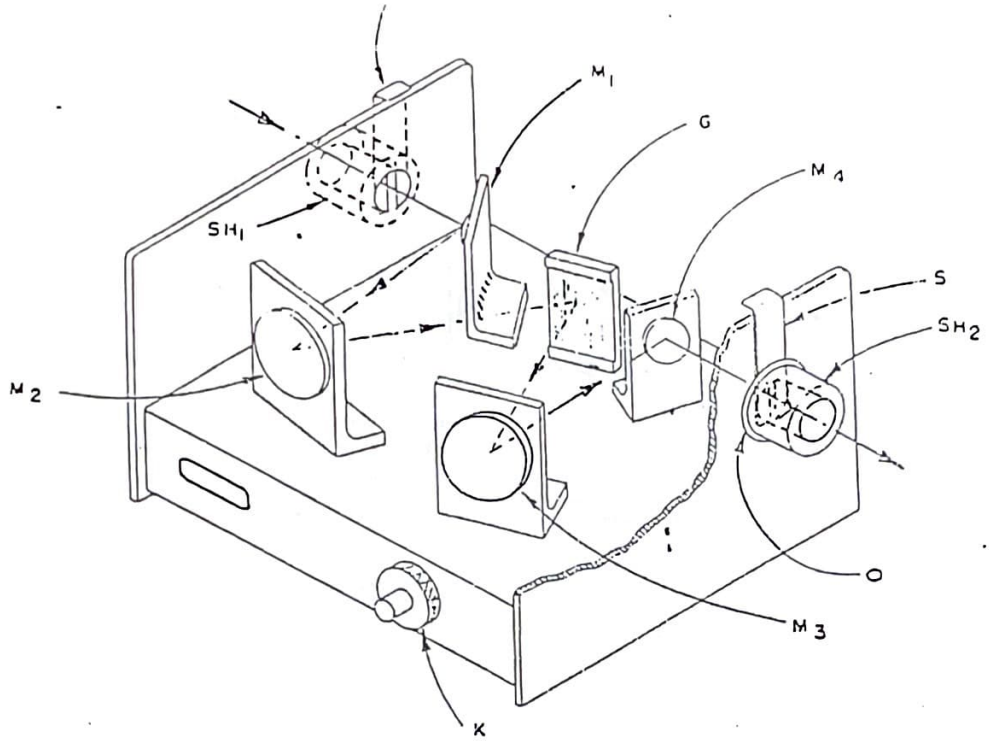
UTION: Do not leave the scanning motor run unattended. Should it be allowed to scan to the of mechanical travel of the MINIMATE or DOUBLEMATE the motor will not stop and may burn out.

ould you desire to hand scan, just release thumbscrew (A) and slide the motor away to the of travel and out of gear mesh.

1695


UPWARD MOUNTING
DOWNWARD MOUNTING
A
K
C
E
D
B
F
J
G
J
G
H
AUXILIARY BRACKET

1-17-74



A - 1670 MINIMATE

M_2, M_3	Concave Mirrors
M_1, M_4	Flat Mirrors
G	Grating
SH_1	Slit Housing, entrance
SH_2	Slit Housing, exit
S	Slits
K	Hand-scan Knob

Fig. 1

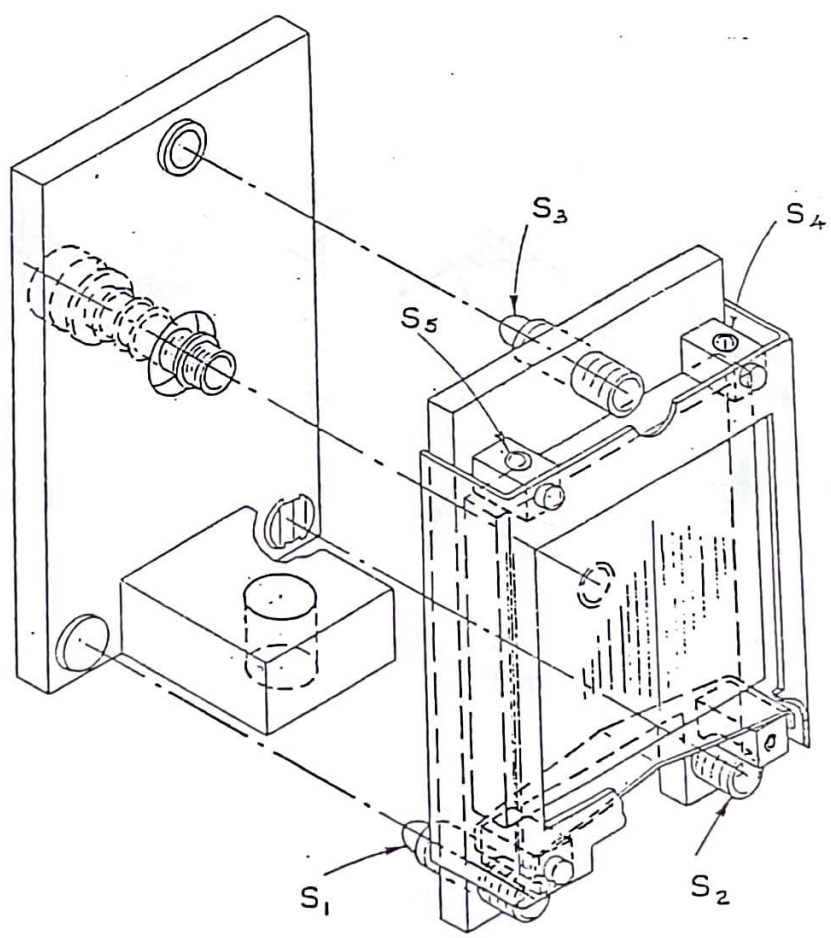


Fig. 2

6.0 MAINTENANCE

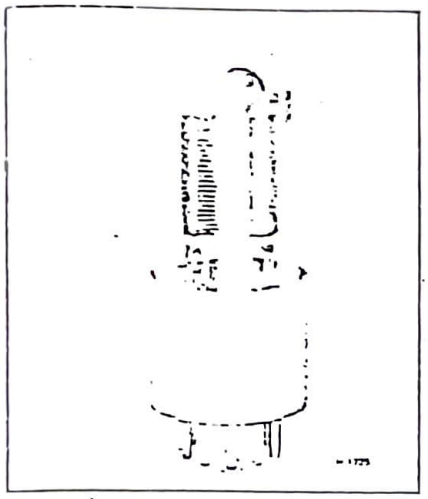
None required, although on rare instances the smoothness of wavelength scanning may be restored by applying a few drops of oil to the leadscrew. When needed, restore calibration as described in 5.0

7.0 REPLACEMENT PARTS

Order by description

8.0 SPECIFICATIONS

MOUNTING:	Modified Czerny-Turner; in-line optics attained with two internal 45° mirrors
RECIPROCAL LINEAR DISPERSION:	40 A/mm approximately throughout range
APERTURE RATIO:	f/4.0
FOCAL LENGTH:	220 mm
WAVELENGTH READOUT:	Accurate to 2 nm. Wavelength counter vernier allows readability of 1A.
WAVELENGTH RANGE:	1750A (with dry nitrogen purging) to 1 μ.
SLITS:	Five pairs provided (10A, 20A, 50A, 100A, 200A); 20 mm tall; one pair of targets
DIMENSIONS:	Case 10-3/4x11-3/4x7; overall 12-3/4x12½ x7
NEAR STRAY LIGHT:	Within 1.5 bandwidths, <0.2% Within 3.0 " <0.1%
FAR STRAY LIGHT:	<0.05%
WEIGHT:	17 lb



Photomultiplier

9-Stage, Side-On Type Having a Cesium-Antimony Photocathode and a UV-Transmitting Glass Window

- Ultraviolet Detection Capability to about 2000 Angstroms
- High Anode Sensitivity
- Fast Time Resolution Characteristics:
  Anode-Pulse Rise Time
  1.6×10^{-9} second at 1250 volts
  Electron Transit Time
  1.6×10^{-8} second at 1250 volts
- Low Dark Current
  5×10^{-9} ampere at a sensitivity of 20 A/lm and 22° C

RCA-1P28 is a 9-stage, side-on type photomultiplier tube designed especially for the detection and measurement of ultraviolet and visible radiation. It employs an ultraviolet-transmitting glass bulb which transmits radiant energy in the ultraviolet down to about 2000 angstroms.

The 1P28 is well suited for use in applications such as spectrophotometry, scientific research, and other systems involving very low levels of ultraviolet radiation.

Spectral response characteristics for the 1P28 are shown in Fig.1. Maximum response occurs at about 3400 angstroms.

DATA

General:	
Spectral Response	S-5
Wavelength of Maximum Response	3400 ± 500 angstroms
Cathode, Opaque	Cesium-Antimony
Minimum projected length[a]	15/16"
Minimum projected width[a]	5/16"
Window	Ultraviolet-Transmitting Glass (Corning[b] No.9741), or equivalent
Index of Refraction at 5893 angstroms	1.47
Dynodes:	
Substrate	Nickel
Secondary-Emitting Surface	Cesium-Antimony
Structure	Circular Cage
Direct Interelectrode Capacitances (Approx.):	
Anode to Dynode No.9	4.4 pF
Anode to all other electrodes	6.0 pF
Maximum Overall Length	3-11/16"
Maximum Seated Length	3-1/8"
Length from Base Seat to Center of Useful Cathode Area	1-15/16" ± 3/32"
Maximum Diameter	1-5/16"
Bulb	T9
Base	Small-Shell Submagnal 11-Pin, (JEDEC Group 2, No.B11-88), Non-hygroscopic
Socket	Amphenol[c] No.78S11T, or equivalent
Magnetic Shield	Millen[d] Part No.80801B, or equivalent
Operating Position	Any
Weight (Approx.)	1.6 oz

This product data sheet is to be used in conjunction with the RCA publication "Tips on the Use of Photomultipliers" – PIT-711.

Information furnished by RCA is believed to be accurate and reliable. However, no responsibility is assumed by RCA for its use; nor for any infringements of patents or other rights of third parties which may result from its use. No license is granted by implication or otherwise under any patent or patent rights of RCA.

Maximum Ratings, Absolute-Maximum Values[e]:

Supply Voltage (DC or Peak AC):	1250 max. volts
Between Anode and Cathode	250 max. volts
Between Dynode No.9 and Anode	250 max. volts
Between Consecutive Dynodes	250 max. volts
Between Dynode No.1 and Cathode	0.5 max. mA
Average Anode Current[f]	75 max. °C
Ambient Temperature[g]	

Characteristics Range Values for Equipment Design:

Under conditions with dc supply voltage (E) across a voltage divider providing 1/10 of E between cathode and dynode No.1, 1/10 of E for each succeeding dynode stage, and 1/10 of E between dynode No.9 and anode.

With E = 1000 volts (Except as noted)

	Min.	Typical	Max.	
Sensitivity:				
Radiant,[h] at 3400 angstroms	–	1.2×10^5	–	A/W
Cathode radiant,[i] at 3400 angstroms	–	0.05	–	A/W
Luminous[k]	17.5	100	500	A/lm
Cathode luminous[m]	1×10^{-5}	4×10^{-5}	–	A/lm
Quantum Efficiency at 3200 angstroms	–	19	–	%
Current Amplification	–	2.5×10^6	–	
Equivalent Anode-Dark-Current Input[p]	– –	2.5×10^{-10}[n] 2×10^{-13}[q]	1.25×10^{-9}[n] 1×10^{-12}[q]	lm W
Anode Dark Current at 20 A/lm[n,p]	–	5×10^{-9}	2.5×10^{-8}	A
Equivalent Noise Input[r]	– –	7.5×10^{-13} 6×10^{-16}[q]	– –	lm W
Anode-Pulse Rise Time[s]	–	1.9×10^{-9}	–	sec
Electron Transit Time[t]	–	1.7×10^{-8}	–	sec

[c] On plane perpendicular to the indicated direction of incident light and passing through the major axis of the tube.

[b] Made by Corning Glass Works, Corning, New York.

[c] Made by Amphenol Electronics Corporation, 1830 South 54th Avenue, Chicago 50, Illinois.

[d] Made by James Millen Manufacturing Company, 150 Exchange Street, Malden 48, Mass.

[e] The *maximum ratings* in the tabulated data are established in accordance with the following definition of the Absolute-Maximum Rating System for rating electron devices.

Absolute-Maximum ratings are limiting values of operating and environmental conditions applicable to any electron device of a specified type as defined by its published data, and should not be exceeded under the worst probable conditions.

The device manufacturer chooses these values to provide acceptable serviceability of the device, taking no responsibility for equipment variations, environment variations, and the effects of changes in operating conditions due to variations in device characteristics.

The equipment manufacturer should design so that initially and throughout life no Absolute-Maximum value for the intended service is exceeded with any device under the worst probable operating conditions with respect to supply voltage variation, equipment component variation, equipment control adjustment, load variation, signal variation, environmental conditions, and variations in device characteristics.

[f] Averaged over any interval of 30 seconds maximum.

[g] Tube operation at room temperature or below is recommended.

[h] This value is calculated from the typical luminous sensitivity rating using a conversion factor of 1252 lumens per watt.

[i] This value is calculated from the typical cathode luminous sensitivity rating using a conversion factor of 1252 lumens per watt.

[k] Under the following conditions: The light source is a tungsten-filament lamp having a lime-glass envelope. It is operated at a color temperature of 2870° K and a light input of 10 microlumens is used.

[m] Under the following conditions: The light source is a tungsten-filament lamp having a lime-glass envelope. It is operated at a color temperature of 2870° K. The value of light flux is 0.01 lumen and 100 volts are applied between cathode and all other electrodes connected as anode.

[n] At a tube temperature of 22° C and with supply voltage (E) adjusted to give a luminous sensitivity of 20 amperes per lumen. Dark current may re reduced by use of a refrigerant.

[p] For maximum signal-to-noise ratio, operation with a supply voltage (E) below 1000 volts is recommended.

[q] At 3400 angstroms. This value is calculated from the rating in lumen using a conversion factor of 1252 lumens/watt.

[r] Under the following conditions: Supply voltage (E) is as shown, 22° C tube temperature, external shield connected to cathode, bandwidth 1 cycle per second, tungsten-light source

When an application involves use of light flux which covers essentially the entire cathode area, consideration should be given to the effect on luminous sensitivity caused by angular position of the cathode with respect to the direction of incident light. This effect is shown in Fig.4. As the tube is rotated from the position of maximum sensitivity (approximately + 13° as shown in Fig.4), the internal structure prevents portions of a large beam of light from striking the cathode. With a light spot covering only a small portion of the cathode area, relatively minor cutoff of light occurs making the directional effect on luminous sensitivity very small.

TYPICAL VARIATION OF PHOTOCATHODE SENSITIVITY ACROSS PROJECTED WIDTH IN PLANE OF GRILL

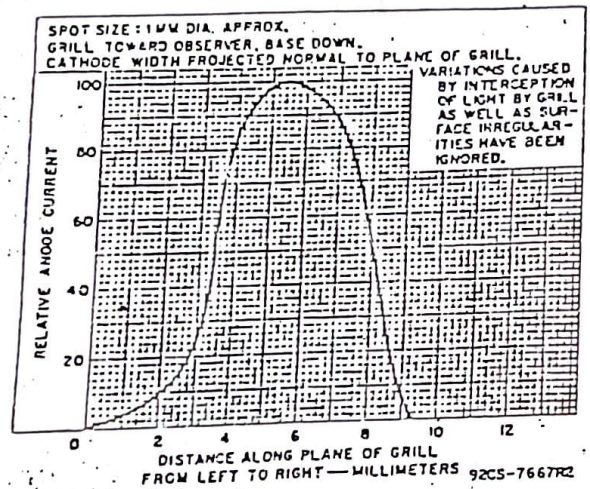


Fig. 3b

TYPICAL VARIATION OF PHOTOCATHODE SENSITIVITY ALONG TUBE LENGTH

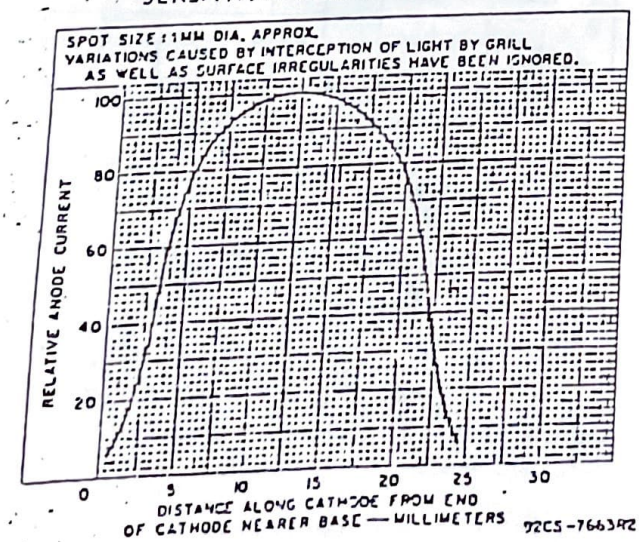


Fig. 3a

TYPICAL VARIATION OF SENSITIVITY AS TUBE IS ROTATED WITH RESPECT TO FIXED LIGHT BEAM

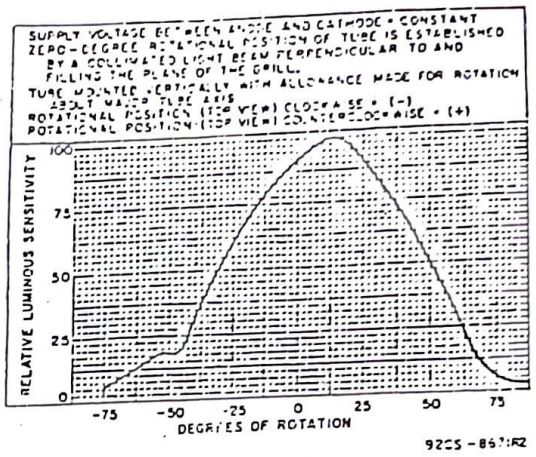


Fig. 4

DYNODE MODULATION

Current amplification may also be controlled or the output signal may be modulated by adjustment of the voltage applied to a single or to two consecutive central dynodes with the voltages on the other stages held constant. The curve in Fig.5a shows the effect on output current as the voltage applied to dynode No.6 is varied. Similar results may be obtained by adjusting the voltage on dynodes No.2 and No.4. Somewhat less control is obtained by adjusting the voltage on dynodes No.3, No.5, or No.7.

DYNODE MODULATION CHARACTERISTICS

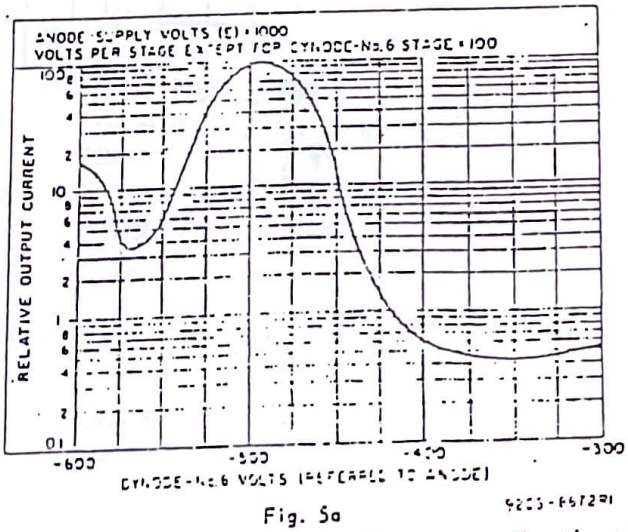


Fig. 5a

Typical Characteristic of Output Current as a Function of Dynode-No.6 Volts

The curve in Fig.5b shows the effect on output when dynodes No.5 and No.6 are modulated simultaneously but with a constant 100 volt difference maintained between these dynodes during modulation. Similar results may be obtained by simultaneous modulation of dynode No.3 and No.4 and dynode No.7 and No.8.

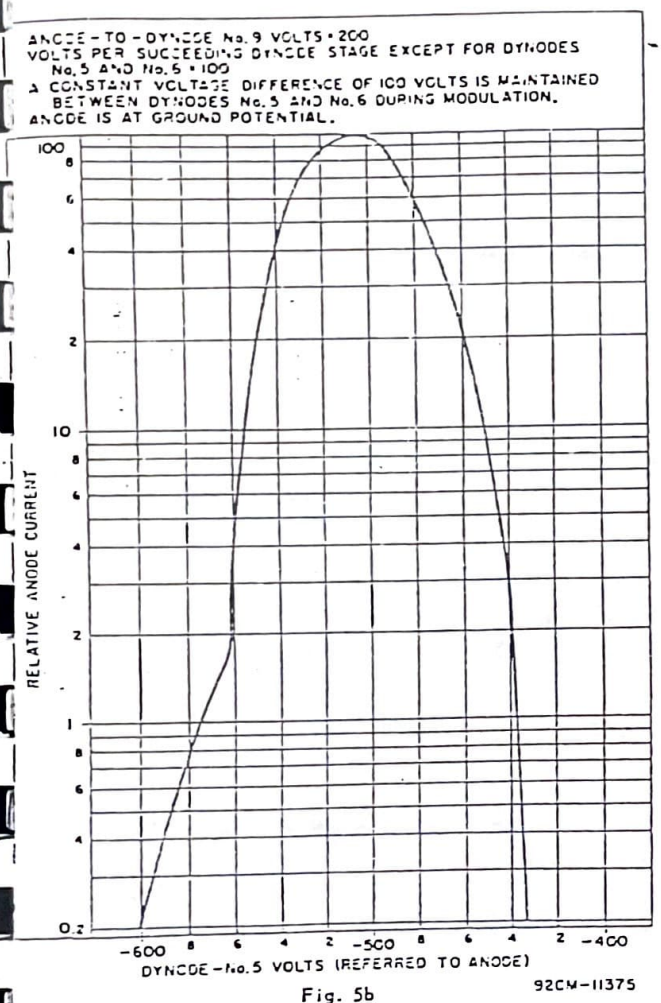


Fig. 5b

Typical Characteristic of Output Current as a Function of Simultaneous Modulation of Dynodes No.5 and No.6

SHIELDING

Electrostatic and/or magnetic shielding of the 1P28 may be necessary.

An *external electrostatic shield*, in contact with the sides of the glass envelope and connected to a negative dc potential essentially the same as that of the photocathode, should be employed in those applications where it is desired to reduce the equivalent noise input of the 1P28 to a minimum.

It is to be noted that the use of an external magnetic and/or electrostatic shield at high negative potential presents a safety hazard unless the shield is connected through a high impedance in the order of 10 megohms to the negative-potential source. If the shield is not so connected, *extreme care should be observed in providing adequate safeguards to prevent personnel from coming in contact with the high potential of the shield.*

Magnetic shielding of the 1P28 is necessary if it is operated in the presence of strong magnetic fields.

The curves in Fig.6 show the effect on anode current of variation in magnetic field strength under the conditions indicated. With increase in supply voltage between anode and cathode, the effect of a given magnetic field will cause less decrease in anode current.

Adequate *light shielding* should be provided to prevent extraneous light from reaching any part of the 1P28.

TYPICAL EFFECT OF MAGNETIC FIELD ON ANODE CURRENT

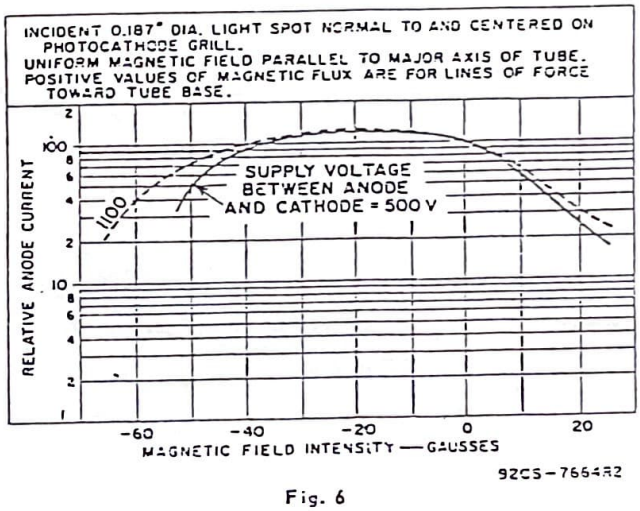


Fig. 6

DARK CURRENT

The *use of a refrigerant*, such as dry ice or liquid air, to cool the 1P28 is recommended in those applications where maximum current amplification with minimum dark current is required.

The *equivalent noise input as a function of the temperature* of the 1P28 is shown in Fig.9.

TYPICAL SENSITIVITY AND CURRENT AMPLIFICATION CHARACTERISTICS

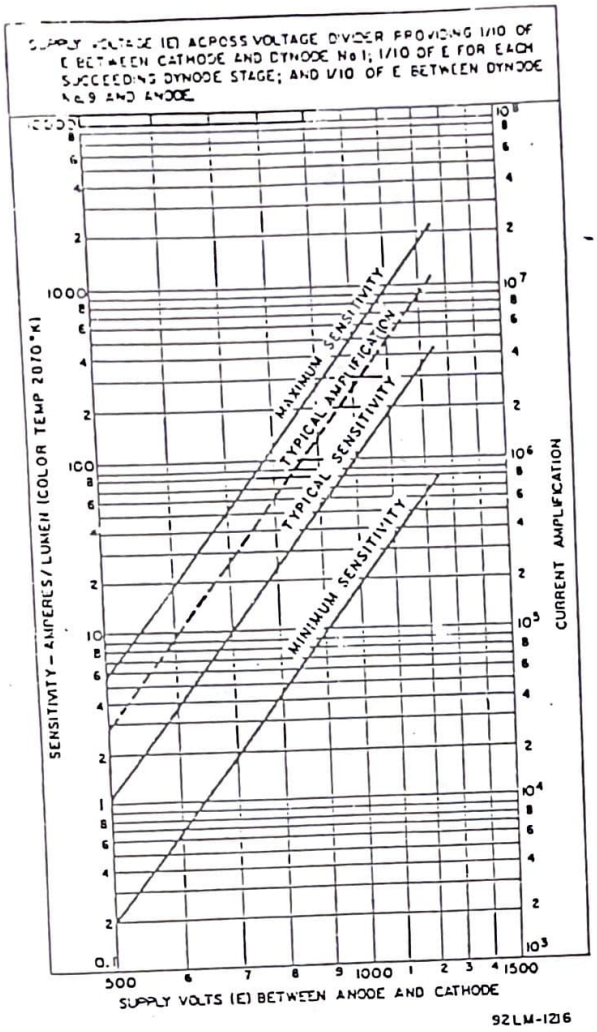

SUPPLY VOLTAGE (E) ACROSS VOLTAGE DIVIDER PROVIDING 1/10 OF E BETWEEN CATHODE AND DYNODE No.1; 1/10 OF E FOR EACH SUCCEEDING DYNODE STAGE; AND 1/10 OF E BETWEEN DYNODE No.9 AND ANODE.
MAXIMUM SENSITIVITY
TYPICAL AMPLIFICATION
TYPICAL SENSITIVITY
MINIMUM SENSITIVITY
SENSITIVITY – AMPERES/LUMEN (COLOR TEMP 2870°K)
CURRENT AMPLIFICATION
SUPPLY VOLTS (E) BETWEEN ANODE AND CATHODE
92LM-1216

Fig. 7

TYPICAL TIME-RESOLUTION CHARACTERISTICS

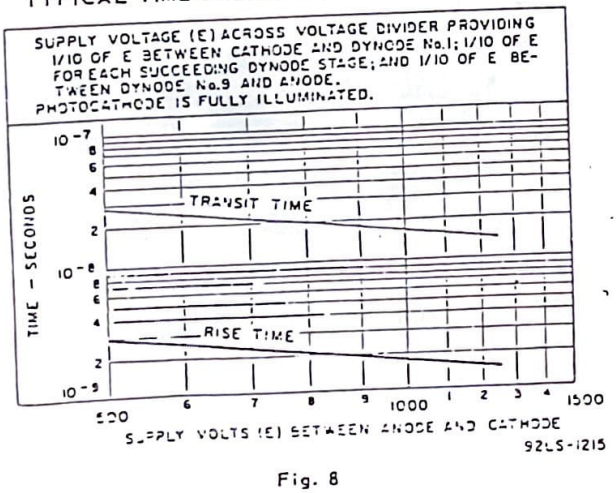

SUPPLY VOLTAGE (E) ACROSS VOLTAGE DIVIDER PROVIDING 1/10 OF E BETWEEN CATHODE AND DYNODE No.1; 1/10 OF E FOR EACH SUCCEEDING DYNODE STAGE; AND 1/10 OF E BETWEEN DYNODE No.9 AND ANODE.
PHOTOCATHODE IS FULLY ILLUMINATED.
TRANSIT TIME
RISE TIME
TIME – SECONDS
SUPPLY VOLTS (E) BETWEEN ANODE AND CATHODE
92LS-1215

Fig. 8

TYPICAL EQUIVALENT NOISE INPUT CHARACTERISTIC

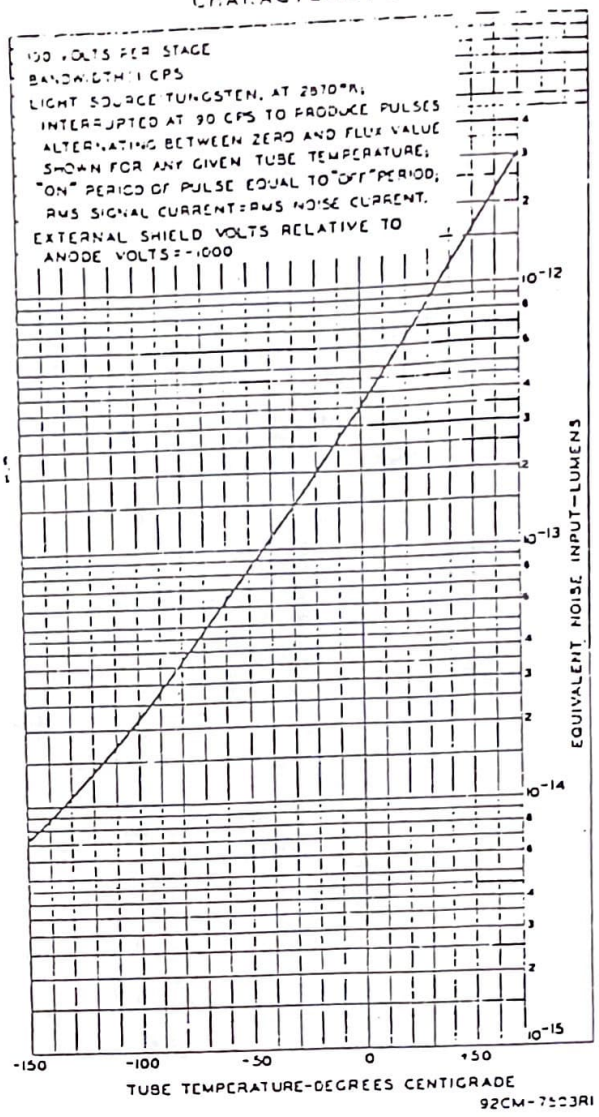

100 VOLTS PER STAGE
BANDWIDTH 1 CPS
LIGHT SOURCE TUNGSTEN, AT 2870°K;
INTERRUPTED AT 90 CPS TO PRODUCE PULSES ALTERNATING BETWEEN ZERO AND FLUX VALUE SHOWN FOR ANY GIVEN TUBE TEMPERATURE;
"ON" PERIOD OF PULSE EQUAL TO "OFF" PERIOD;
RMS SIGNAL CURRENT = RMS NOISE CURRENT.
EXTERNAL SHIELD VOLTS RELATIVE TO ANODE VOLTS = -1000
EQUIVALENT NOISE INPUT—LUMENS
TUBE TEMPERATURE-DEGREES CENTIGRADE
92CM-7523RI

Fig. 9

OUTPUT CIRCUIT LEAD LENGTH

Whenever frequency response is important, the leads from the 1P28 to the amplifier should be short so as to minimize the effects of distributed inductance and capacitance of the leads.

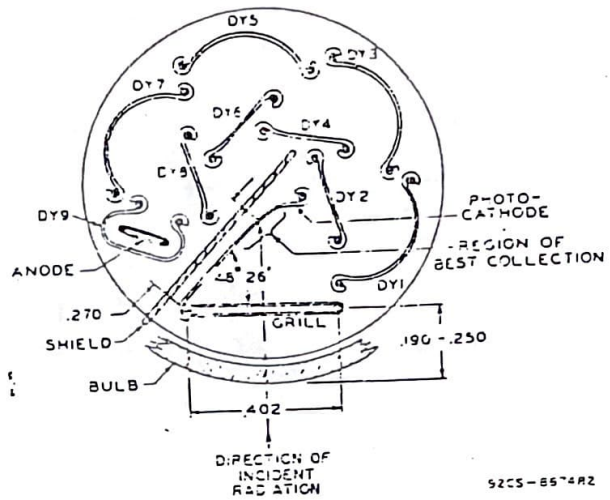
OPERATING VOLTAGES

The recommended *operating voltages* for the 1P28 are as follows: the successive stages of the 1P28 are operated at voltages increasing in equal steps from the photocathode to the 9th dynode. The steps are generally chosen as 75 to 100 volts per stage. The operating voltage between dynode No.9 and anode should be kept as low as possible in order to reduce ohmic leakage

In the use of the 1P28 as with other tubes requiring high voltages, it should always be remembered that these high voltages may appear at points in the circuit which are normally at low potential, because of defective circuit parts or incorrect circuit connections. Therefore, before any part of the circuit is touched, the power-supply switch should be turned off and both terminals of any capacitors grounded.

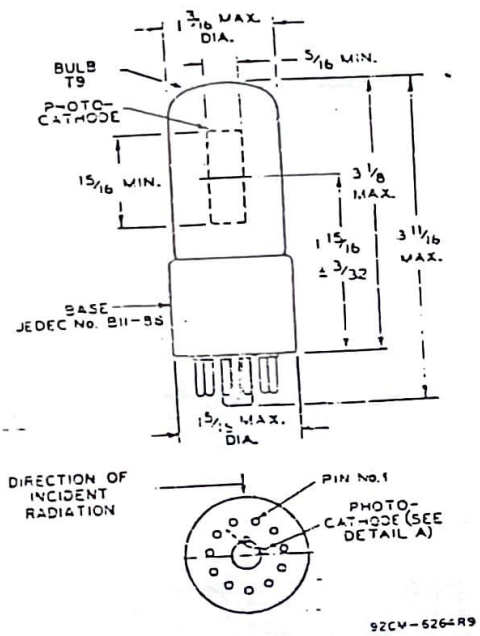
DETAIL A

Top View



DIMENSIONS IN INCHES

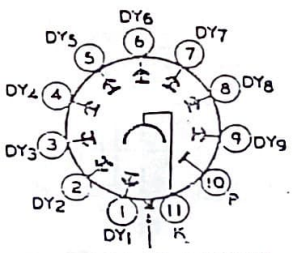
DIMENSIONAL OUTLINE



DIMENSIONS IN INCHES

BASING DIAGRAM

Bottom View



DIRECTION OF INCIDENT RADIATION

11K

Pin 1: Dynode No.1
Pin 2: Dynode No.2
Pin 3: Dynode No.3
Pin 4: Dynode No.4
Pin 5: Dynode No.5
Pin 6: Dynode No.6
Pin 7: Dynode No.7
Pin 8: Dynode No.8
Pin 9: Dynode No.9
Pin 10: Anode
Pin 11: Photocathode

Ⓖ of bulb will not deviate more than 2° in any direction from the perpendicular erected at center of bottom of base.

Information furnished by RCA is believed to be accurate and reliable. However, no responsibility is assumed by RCA for its use; nor for any infringements of patents or other rights of third parties which may result from its use. No license is granted by implication or otherwise under any patent or patent rights of RCA.

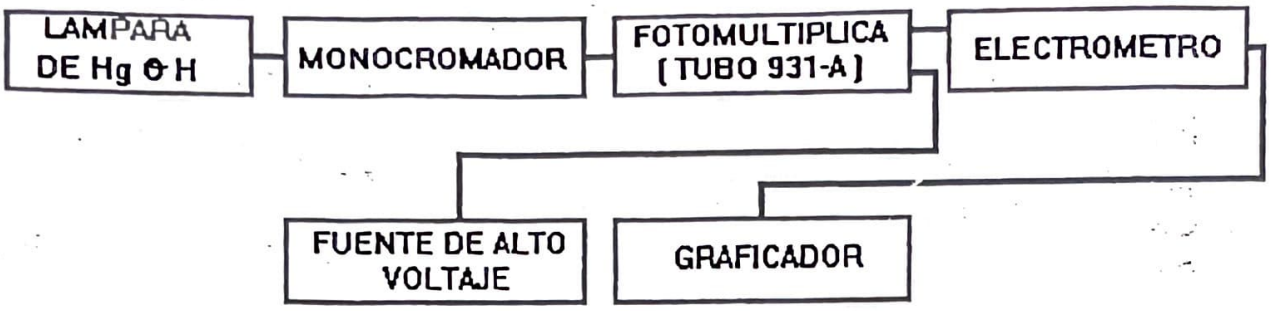


Fig. 1 Diagrama a bloques del dispositivo a emplear.

PROCEDIMIENTO

Encienda la fuente, el electrómetro y por último el fotomultiplicador por medio del interruptor del alto voltaje. **Ciudado, si está usando el fotomultiplicador 931-A recuerde que el voltaje máximo de alimentación es de 1000 volts negativos, además, tenga ciudado de verificar que el selector del alto voltaje esté en posición de apagado (Off), antes de conectar.** Espere 20 minutos para estabilización de todos los aparatos para cualquier ajuste consulte los manuales o al profesor.

Fijarse que la lectura en el monocromador sea de 999, procediendo entonces a determinar los máximos de intensidad, lo cual puede hacer primero manualmente y después con la ayuda del motor, para así obtener los espectro con el graficador.

Cuando se obtengan los máximos de intensidad se toman las lecturas del micrómetro en el monocromador asociado con éstas, las longitudes de onda tabuladas anteriormente. Haga su gráfica de dispersión, tomando como abcisas las lecturas del micrómetro y como ordenadas las longitudes de onda conocidas, para obtener su relación de dispersión.

Obtenga por medio de esta relación las longitudes de onda de las líneas espectrales del hidrógeno.

PREGUNTAS

1.- Haga una gráfica de k vs. $(n_2^2)^{-1}$. Diga que puede concluir de su gráfica.

2.- Calcule la constante de Rydberg a partir de la pendiente de la línea de la gráfica del inciso anterior.

3.- Compare sus datos con los resultados obtenidos usando la ecuación 5.

4.- Obtenga un patrón de intensidad para las cuatro líneas requeridas del espectro del hidrógeno.

5.- Obtenga teóricamente la ecuación 3.

6.- ¿Cuales son la longitudes de onda de las tres primeras líneas en la serie de Lyman del hidrógeno? Plantee las condiciones experimentales para su determinación.